www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

18e JAARGANG No. 3, blz. 73-112 MAART 1956

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN PENTODEKANON VOOR TELEVISIEWEERGEEFBUIZEN

door J. C. FRANCKEN, J. de GIER en W. F. NIENHUIS.

621.385.832.032.269.1:621.397.62

Door het verbeteren van de beeldkwaliteit bij televisie-uitzendingen worden ook aan de weergeefbuizen hogere eisen gesteld. De eigenschappen van het elektronenkanon spelen hierbij een fundamentele rol. Doordat in verschillende landen een raster met verschillend aantal beeldlijnen in gebruik is, kan het gewenst zijn, zoals uit dit artikel zal blijken, dat ook het kanon een mogelijkheid tot variatie bevat. Met het hier beschreven „pentode"-kanon zijn we in staat, bij ieder raster de optimale beeldkwaliteit op eenvoudige wijze in te stellen.

De taak van het elektronenkanon in een weergeefbuis voor televisie is het vormen van een elektronenbundel. Deze wordt daarna met een elektronenlens, de zogenaamde focusseerlens, op het fluorescerende scherm van de buis gefocusseerd en doet daar een lichtpuntje ontstaan. Dit lichtpuntje beschrijft een raster, waarvan de helderheid punt voor punt synchroon met de sterkte van het ontvangen televisiesignaal moet variëren. Hiertoe wordt het kanon voorzien van een stuurelektrode of modulatie-elektrode, die de stroom van de elektronenbundel als functie van de toegevoerde signaalspanning regelt.

Het eenvoudigste type elektronenkanon (zie *fig. 1*) bestaat derhalve uit drie elektrodes: de katode (k), de stuurelektrode (g_1) en een tweede elektrode (g_2), die vaak anode wordt genoemd en die aan de elektronen de, voor een helder beeld gewenste, grote energie geeft. Het elektrische veld tussen g_2 en g_1 werkt als een positieve lens en maakt dus de bundel minder divergent. Een dergelijk kanon heet een triodekanon.

De karakteristieken van een triodekanon zijn nauw verwant met die van de trioderadiobuis. Zo is in een triodekanon de stroom I_s die naar de anode gaat — en daarna door de anode naar het scherm —, sterk afhankelijk van de anodespanning V_{g2}. Bij niet te grote stromen is de helderheid van het beeld op het scherm evenredig met het produkt $I_s V_{g2}$. Deze helderheid varieert daardoor veel sterker dan evenredig met V_{g2}. Dit is gewoonlijk ongewenst, omdat het afdoend stabiliseren van de anodespanning V_{g2}, die in moderne buizen 12 tot 16 kV kan bedragen, nogal wat moeite en kosten meebrengt.

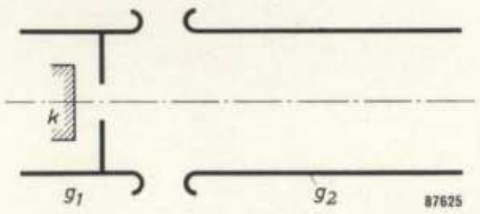


Fig. 1. Het eenvoudigste elektronenkanon (triodekanon). k katode, g_1 stuurelektrode, g_2 eindelektrode of anode.

Vandaar dat men meestal, in plaats van de in fig. 1 geschetste triode, een tetrodekanon volgens *fig. 2* toepast. Hierbij is de anode in twee gedeelten gesplitst: een zogenaamde zuigelektrode g_2 en een eindelektrode g_3. De zuigelektrode heeft

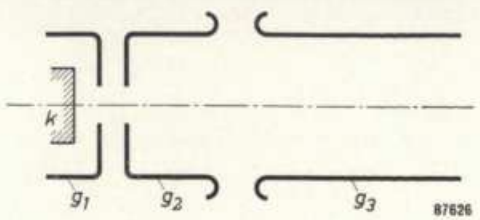


Fig. 2. Schets van een tetrodekanon. k katode, g_1 stuurelektrode, g_2 zuigelektrode, g_3 eindelektrode.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een spanning van ongeveer 300 V en is zo gedimensioneerd dat er nagenoeg geen elektronen op vallen. Het stabiliseren van deze spanning is dan zeer eenvoudig. De bundelstroom I_s wordt vrijwel geheel door V_{g1} en V_{g2} bepaald. De spanning V_{g3} van de eindelektrode, die de genoemde hoge waarde bezit, heeft vrijwel geen invloed meer op I_s. De helderheid is nu slechts evenredig met V_{g3}, zodat de stabilisatie van deze spanning minder nauwkeurig behoeft te zijn. Een ander belangrijk voordeel van het tetrodekanon is, dat door de lenswerking van het veld tussen g_2 en g_3 de uittredende bundel in de regel wat meer wordt geconvergeerd dan in een triodekanon het geval is (sterkere voorfocussering). Bovendien is men, doordat men beschikt over een parameter extra, vrijer in de keuze van de mate van voorfocussering. Zoals we zullen zien, is deze eigenschap belangrijk voor het verkrijgen van een goede beeldkwaliteit.

In *fig. 3* is het volledige elektrodesysteem van een weergeefbuis met de daarin optredende stralengang geschetst. We onderscheiden het kanon met de elektrodes k, g_1, g_2 en g_3, de focusseerlens f, de afbuig- of deflectiespoelen D en het scherm s.

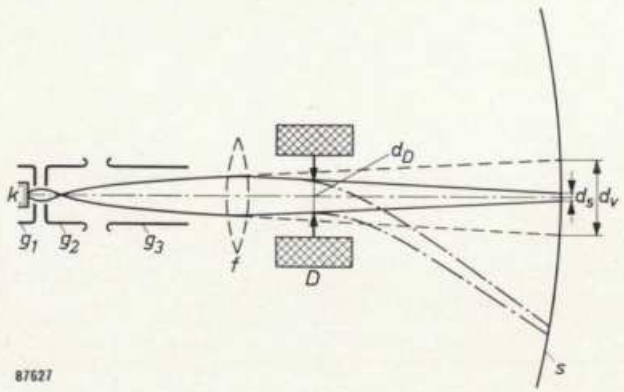


Fig. 3. De elektrodes van een weergeefbuis en de stralengang daartussen. k, g_1, g_2 en g_3 vormen samen het tetrodekanon; f focusseerlens, D deflectie- of afbuigspoelen; s scherm; d_v en d_s diameters van resp. ongefocusseerde en gefocusseerde lichtvlek op het scherm; d_D bundelwijdte van de gefocusseerde bundel in de deflectiespoelen.

Door het kanon en de daarin plaats hebbende voorfocussering ontstaat, zonder dat de lens f in werking is, op het scherm een lichtvlek met diameter d_v. Als we vervolgens de lens f in werking stellen, wordt de bundel op het scherm gefocusseerd tot een kleinere lichtstip, met diameter d_s; de bundelwijdte in de deflectiespoelen is hierbij d_D. Met behulp van het magnetische veld van de spoelen D kan men deze lichtstip afbuigen en aldus het televisieraster doen ontstaan.

Het is gebleken dat er in de praktijk behoefte bestaat aan nog méér parameters voor de instelling van het elektronenkanon, speciaal als men één zelfde type weergeefbuis wil gebruiken voor de verschillende rasters die in de Europese televisieuitzendingen in gebruik zijn. Daarom is het aantal elektrodes van het kanon met één vergroot en hebben we een pentodekanon geconstrueerd, dat in nagenoeg alle Philips weergeefbuizen wordt toegepast. Om de mogelijkheden van dit kanon beter te kunnen bespreken, geven we eerst enige algemene constructieve en elektronenoptische beschouwingen, die voor de beeldvorming van belang zijn. Daarna zullen we nader ingaan op de praktische uitvoering van het pentodekanon.

De eisen die aan het kanon en aan de beeldvorming worden gesteld

We eisen in de eerste plaats dat de afbeelding voldoende lichtsterk is. Voor niet al te grote stromen is, zoals we reeds vermeld hebben, de helderheid bij gegeven schermmateriaal evenredig met het vermogen van de bundel. De vereiste waarde van het produkt $I_s V_{g3}$ ligt hiermee ongeveer vast.

Verder moet de lichtstip op het scherm zo klein zijn dat de scherpte van het beeld uitsluitend bepaald wordt door het televisiesysteem, d.w.z. door het aantal beeldlijnen en de bandbreedte. Dit is het geval indien de lijnen van het raster op het scherm van de weergeefbuis nog juist gescheiden kunnen worden waargenomen. De lichtstip wordt kleiner met toenemende V_{g3} en afnemende I_s. Wanneer men bovendien de prijs wil beperken, zullen door deze factoren V_{g3} en I_s ieder voor zich vrijwel bepaald zijn. Ook mag in de hoeken van het scherm de lichtstip slechts weinig groter zijn dan in het midden. Tevens moet een moderne buis kort zijn in de asrichting, omdat anders de kast van het bijpassende televisieapparaat onhandig groot wordt. Dit betekent dat het kanon zelf kort moet zijn en dat we met grote afbuighoeken moeten werken [1]).

Nu is het bekend dat de onscherpte van het focus met de afbuighoek toeneemt. Deze deflectiedefocussering heeft twee oorzaken:

1) De kromming van het beeldveld is groter dan de kromming van het scherm van de weergeefbuis. Is de instelling voor het midden van het beeld goed, dan ligt het beeld aan de randen vóór het scherm.

---

[1]) Zie voor een nadere bespreking hiervan: J. L. H. Jonker, Philips techn. T. **15**, 10-16, 1953.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

2) Met de deflectiehoek neemt het astigmatisme toe. De grootte van deze fout hangt van de constructie van de deflectiespoelen af.

Beide defocusserende werkingen zijn kleiner naarmate de bundel ter plaatse van de afbuigspoelen een kleinere diameter heeft. Er is dus ook een bepaald maximum voorgeschreven voor de diameter d_D in fig. 3: de bundel moet een bepaalde „slankheid" hebben. De voorfocussering (en de plaats van de focusseerlens) heeft hierop een grote invloed. Hoe moet men deze uitvoeren om een slanke bundel te krijgen, en hoe ver kan men hiermee gaan?

Elektronenoptische beschouwingen

De wet van Helmholtz-Lagrange

De wet van Helmholtz-Lagrange, die in de gewone optiek ook onder de naam „sinuswet van Abbe" bekend is, zegt daar het volgende:

Stel dat een klein vlakje met oppervlakte S, dat zich bevindt in een ruimte met brekingsindex n, afgebeeld wordt in een ruimte met brekingsindex n' als een vlakje met oppervlakte S', met behulp

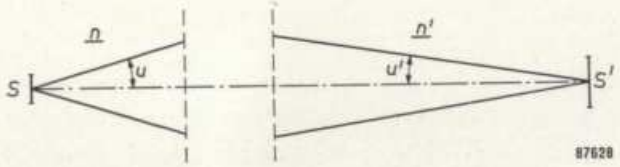


Fig. 4. Ter toelichting van de sinuswet van Abbe.

van een bundel die in voorwerps- en beeldruimte een halve openingshoek u resp. u' heeft, zoals in *fig. 4* is voorgesteld. Dan geldt:

$$n^2 S \sin^2 u = n'^2 S' \sin^2 u' . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

In de elektronenoptica geldt een dergelijke stelling. In het geval van elektrostatische lenzen komt de potentiaal Φ in de plaats van het kwadraat van de brekingsindex, zodat nu:

$$\Phi S \sin^2 u = \Phi' S' \sin^2 u' . \quad . \quad . \quad . \quad (1a)$$

(de grootheden in de beeldruimte zijn weer met accenten aangeduid). De potentiaal moet bepaald worden ten opzichte van het vlak waar de elektronensnelheid nul is, d.i. bij benadering het vlak van de katode.

We kunnen, op dezelfde manier als in de optica, de „elektronenoptische helderheid" B invoeren, waarbij de totale bundelstroom I_s in de plaats treedt van de lichtstroom. Deze helderheid kunnen we als volgt schrijven:

$$B = \frac{I_s}{\pi S \sin^2 u}.$$

Wanneer we de helderheid B' in de beeldruimte met de helderheid B in de voorwerpsruimte vergelijken, zien we uit (1a) dat:

$$\frac{B'}{\Phi'} = \frac{B}{\Phi}.$$

Deze helderheid kan dus door spanningsverhoging toenemen.

Om verg. (1a) op een weergeefbuis te kunnen toepassen, moeten we weten wat hier het voorwerp is dat op het scherm wordt afgebeeld, en welke de potentiaal en de diameter van dat voorwerp zijn.

De eigenschappen van de bundelknoop

Het focus van de elektronenbundel is een afbeelding (door middel van focusseerlens en voorfocusseerlens) van een insnoering in de bundel, die we de (eerste) bundelknoop noemen. Deze wordt gevormd in het triodegedeelte van het elektronenkanon. We zullen derhalve dit gedeelte eerst los van de rest bezien.

De banen van een aantal elektronen in dit triodegedeelte zijn in *fig. 5* geschetst. Ieder punt van de katode emitteert elektronen in alle voorwaartse richtingen, zodat van ieder punt een bundeltje uitgaat dat door het elektrische veld wordt afgebogen en geconvergeerd. De as van zo'n bundeltje heet een hoofdstraal. De stralen van een bundeltje komen ergens op de hoofdstraal samen, dit punt is het beeldpunt van het desbetreffende punt van de katode. Zo ontstaat het beeld k' van de katode k.

Tussen k en k' snijden de hoofdstralen de as, in fig. 5 bij C. Hier ligt de bundelknoop. We zien dat de doorsnee van de totale door k geëmitteerde bundel hier het kleinst is, namelijk vrijwel gelijk aan de loodrechte doorsnede van een bundeltje dat uit één punt van k afkomstig is. Zoals gezegd, wordt deze bundelknoop op het scherm afgebeeld. Op deze afbeelding passen we de wet van Helmholtz-Lagrange (verg. 1a) toe, waarbij alle grootheden die op de bundelknoop betrekking hebben, de

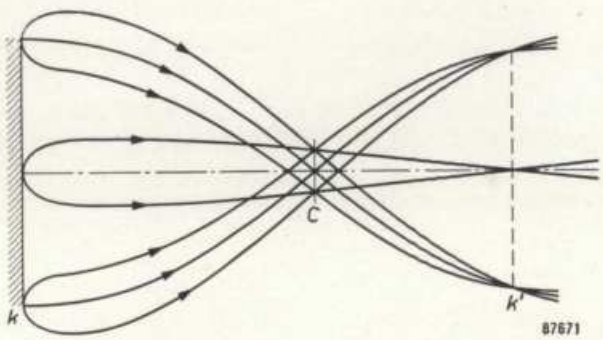


Fig. 5. De elektronen die uit de katode k komen, vormen hiervan een beeld bij k'. Door de emissie in verschillende richtingen ontspringt uit ieder punt van k een bundeltje van eindige dikte. De assen van deze bundels snijden elkaar bij C; hier heeft de totale bundel de kleinste diameter. Deze doorsnede wordt de bundelknoop genoemd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

index c krijgen en die van het schermbeeld de index s. Verder vervangen we de sinus door de hoek zelf, wat bij de kleine openingshoeken van de bundels die in deze buizen gebruikt worden, geoorloofd is (de zg. paraxiale benadering) en krijgen dan:

$$S_s \Phi_s u_s^2 = S_c \Phi_c u_c^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Ten slotte voeren we een grootheid K in, gedefinieerd door

$$\frac{1}{K} = S_c \Phi_c u_c^2 \, . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Hiermee wordt

$$S_s u_s^2 = \frac{1}{\Phi_s K},$$

of, wegens $S_s = \frac{1}{4} \pi d_s^2$:

$$u_s d_s = \sqrt{\frac{4}{\pi \Phi_s K}} \, . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Zoals we gezien hebben, wordt de totale spanning Φ_s vooraf vastgelegd ($\Phi_s = V_{g3}$). Beschouwen we ook K als gegeven, dan is dus het produkt $u_s d_s$ bepaald.

De lichtstipdiameter d_s moet, zoals eerder vermeld, voldoende klein zijn. Anderzijds mag er geen ontoelaatbare deflectiedefocussering optreden, en deze neemt, bij gegeven afmetingen van de buis, toe met toenemende bundelopening u_s (afnemende bundelslankheid). Daar het produkt $u_s d_s$ volgens (4) vastligt, moeten we hier een compromis kiezen. Alleen door een vergroting van K kunnen we zowel de lichtstip als de deflectiedefocussering verkleinen. De manier waarop het beeld tot stand komt, dus b.v. het aantal lenzen en hun brandpuntsafstand, is hierop niet van invloed.

Wel is van belang, dat de betrekking (4) alleen voor een foutloze afbeelding geldt. Door geometrische lensfouten (sferische aberratie en axiaal astigmatisme) en ruimteladingseffecten is het produkt $u_s d_s$ altijd groter dan uit (4) zou volgen. (In het volgende hoofdstuk wordt iets nader op deze afwijking ingegaan.) Deze formule is dus niet geschikt om er kwantitatief betrouwbare berekeningen mee uit te voeren, maar wel om te begrijpen hoe de diverse grootheden de oplossing van het probleem beïnvloeden en een onderste grens van het produkt $u_s d_s$ te kunnen berekenen.

De grootheid K hangt alleen af van de eigenschappen van de bundelknoop (zie (3)) en is in principe door baanberekeningen in het triodegedeelte af te leiden. Deze zijn zeer gecompliceerd, omdat men de invloed van de ruimtelading hier niet mag verwaarlozen. Door bepaalde idealisaties in te voeren, kunnen we echter het een en ander over K zeggen.

Indien de katode over haar gehele oppervlakte uniform emitteert en de geëmitteerde elektronen de snelheidsverdeling van Maxwell bezitten, geldt in de paraxiale benadering, zoals Langmuir heeft aangetoond [2]), voor de maximale stroomdichtheid in de bundelknoop $j_{c\,max}$:

$$j_{c\,max} = j_o \left(\frac{e \Phi_c}{kT} + 1 \right) \sin^2 u_c .$$

Hierin is j_o de stroomdichtheid aan de katode, T de absolute katodetemperatuur, e de lading van een elektron en k de constante van Boltzmann. Indien, zoals gebruikelijk is bij deze buizen, $e\Phi_c \gg kT$ ($kT/e \approx 0{,}1$ V voor $T = 1100$ °K) en $u_c \ll 1$, kan men schrijven:

$$j_{c\,max} = \frac{e \Phi_c}{kT} j_o u_c^2 \, . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Was de stroomdichtheid in de bundelknoop uniform, dan zou voor de totale stroom gelden: $I_s = j_c S_c$, en derhalve zou uit (3) en (5) volgen:

$$K = \frac{e}{kT} \frac{j_o}{I_s} = \frac{e}{kT} \frac{1}{S_o} \, . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Hierin is S_o de werkzame katode-oppervlakte.

De stroomdichtheid in de bundelknoop is echter niet uniform. We zien uit fig. 5 dat de hoofdstralen in het midden van de bundelknoop samenkomen. De perifere gedeelten van de bundelknoop zijn afkomstig van elektronen die met zijdelingse snelheden worden geëmitteerd. Hiervan uitgaande, heeft Dosse berekend [3]) dat de gemiddelde stroomdichtheid van de bundelknoop en ook K een factor 3 kleiner zijn dan door (6) is gegeven.

We moeten een tweede correctie aanbrengen, omdat de emissie door de ruimtelading is begrensd. Hierdoor is de emissie van de rand van de katode kleiner dan die van het midden. Ploke heeft met behulp van een vereenvoudigde theorie berekend [4]) dat de totale katodestroom een factor 2,5 kleiner is dan in geval de katode overal evenveel zou emitteren. Noemen we j_o'' de stroomdichtheid in het midden, dan geldt dus:

$$I_s = 0{,}4 \, S_o j_o'' .$$

Aangezien alle punten van de katode tot de helderheid van ieder punt van de bundelknoop meewerken (zie fig. 5), wordt deze helderheid eveneens 2,5 maal kleiner.

---

[2]) D. B. Langmuir, Proc. I.R.E. **25**, 977-991, 1937.
[3]) J. Dosse, Z. Phys. **115**, 530-556, 1940.
[4]) M. Ploke, Z. angew. Phys. **3**, 441-449, 1951 en **4**, 1-12, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Door deze beide oorzaken samen vinden we ten slotte voor K:

$$K = \frac{1}{7{,}5}\,\frac{j_o'}{I_s}\,\frac{e}{kT} \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

Omdat I_s al vooraf is vastgelegd (zie boven), volgt uit deze formules dat het voor het verkrijgen van een zo groot mogelijke K — en dus voor een zo klein mogelijke waarde van het produkt $u_s d_s$ volgens (4) — van belang is de stroomdichtheid aan de katode groot te maken bij een zo laag mogelijke katodetemperatuur.

Enkele gegevens van een weergeefbuis, vergelijking met de theorie

Om het bovenstaande te toetsen, voeren we een eenvoudige berekening uit aan de hand van praktisch gebruikte waarden voor het ontwerp van een weergeefbuis. Onder ongunstige omstandigheden (heldere omgeving) blijkt een gemiddelde helderheid van het televisiebeeld van ca. 100 nit nodig te zijn. Bij een beeldoppervlakte van ca. 0,1 m² (b.v. een rechthoekige buis met een diagonaal van 43 cm) is de hiervoor nodige lichtstroom, indien het scherm diffuus licht uitzendt, gelijk aan $100 \times 0{,}1 \times \pi = 31$ lumen. Het rendement van een fluorescerend scherm (zonder metaalspiegel) kan worden gesteld op omstreeks 10 lm/watt, zodat het gemiddelde vermogen van de elektronenbundel ongeveer 3 watt moet zijn.

De spanning kiest men liefst zo hoog mogelijk met het oog op de puntscherpte (zie verg. 2). Een grens wordt hier gesteld door veiligheidseisen en overwegingen van kostprijs en grootte. Bij de te beschrijven buis is de spanning 14 kV genomen. Voor het verkrijgen van 3 watt hebben we dan 0,2 mA gemiddelde stroom nodig. Voor de gebruikte oxydekatode is de met het oog op de levensduur toelaatbare gemiddelde belasting ongeveer 0,5 A/cm². Door deze gegevens is de grootheid K bepaald, als ook de katodetemperatuur bekend is. Bij de oxydekatode is de temperatuur ongeveer 1100 °K, zodat we hier volgens verg. (7) voor K vinden:

$$K = 3{,}3 \times 10^7\ \mathrm{V^{-1}m^{-2}}.$$

Wanneer we verder aannemen dat de openingshoek aan het scherm beperkt moet blijven tot 2×10^{-3} rad, om ontoelaatbare afbuigingsdefocussering te vermijden, kunnen we de theoretische diameter d_s van de lichtstip op het scherm berekenen. We vinden hiervoor 0,8 mm. In de praktijk treden met de genoemde gegevens echter diameters op die ongeveer 1,5 maal zo groot zijn.

We kunnen trachten na te gaan welke verbredingsoorzaken hierbij een rol spelen. Onze elektronenoptische beschouwingen gelden niet meer indien de elektronenbanen niet langer als paraxiaal kunnen worden beschouwd, en ook niet wanneer er ruimteladingsverschijnselen optreden. In het eerste geval kan de sferische aberratie van belang worden in het triodegedeelte en in een eventuele voorfocusseerlens. Bij de eindlens is de sferische aberratie voor dusdanig slanke bundels als wij hier beschouwen, wel te verwaarlozen. Het blijkt uit berekeningen van Ploke (zie [4]), dat in het triodegedeelte ten gevolge van sferische aberratie een diametervergroting van 25% kan optreden. In dezelfde mate wordt de stip op het scherm groter.

Door de eigen ruimtelading van de bundel kunnen ook verbredingen ontstaan, die moeilijk exact kunnen worden berekend. Een benaderende methode van Wendt [5]) geeft voor ons voorbeeld een verbreding van 15%.

Na het in rekening brengen van deze beide afbeeldingsfouten is de overeenkomst tussen theorie en experiment bevredigend.

In het vervolg zullen we onze aandacht vooral tot het kanon bepalen en daarbij zullen we allereerst wat dieper op de voorfocussering ingaan.

Nadere beschouwing van de voorfocussering [6])

Zoals reeds gezegd is, wordt de beeldkwaliteit van een weergeefbuis voor een belangrijk gedeelte bepaald door de bundelwijdte in de deflectiespoelen: hoe kleiner deze bundelwijdte is, des te minder deflectiedefocussering er optreedt (zie ook [1])). De grootte van de deflectiedefocussering wordt bij gegeven bundeldiameter d_D bepaald door de kromtestraal van het scherm en de kwaliteit van de deflectiespoelen. In *fig. 6* is voor buizen met een schermdiagonaal van 43 cm diameter met resp. slanke en wijde bundel de gefocusseerde lichtstipgrootte d_s uitgezet als functie van de afstand l tot het midden van het scherm. Afgezien van het kanon zijn beide buizen identiek. De kromme *a* geldt voor de buis met slanke, de kromme *b* voor de buis met wijde bundel. We zien dat de buis met wijde bundel in het midden beter is dan de buis met slanke bundel. Dit is in overeenstemming met de paraxiale theorie, volgens welke, zoals we gezien hebben, d_s in het midden van het scherm bij constante parameters van de bundelknoop en constante anodespanning Φ_s, omgekeerd evenredig is

---

[5]) G. Wendt, Ann. Physik **2**, 256-264, 1948.

[6]) Aan de ontwikkeling die in het nu volgende gedeelte wordt beschreven, heeft W. F. Niklas, thans werkzaam bij Columbia Broadcasting System, een belangrijke bijdrage geleverd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

met u_s. We zien echter ook dat de slanke bundel (kromme *a*) aanleiding geeft tot een beter focus aan de rand van het beeld.

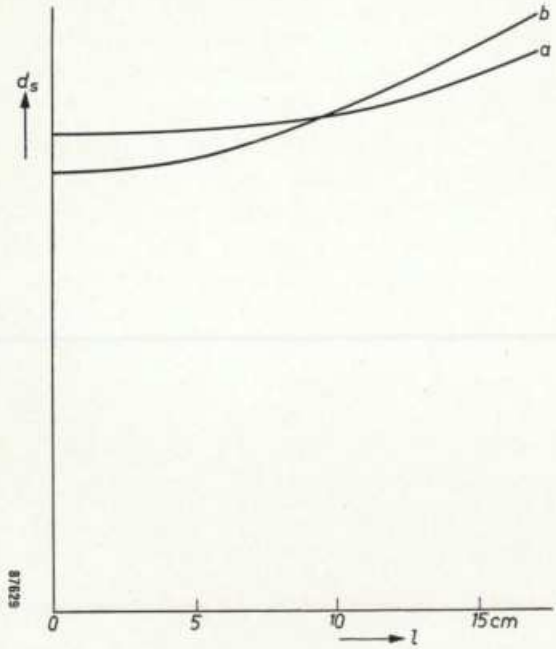


Fig. 6. De middellijn d_s van de gefocusseerde lichtstip als functie van de afstand l tot het midden van het scherm; *a* voor een slanke, *b* voor een wijde bundel.

Behalve de deflectiedefocussering heeft men in het algemeen ook een zg. modulatiedefocussering. Deze berust op het volgende. Wanneer men de elektronenbundel bij een bepaalde stroom heeft gefocusseerd, en men gaat de stroom vergroten (in de praktijk door variatie van de spanning op het eerste rooster), dan treden er twee effecten op. In de eerste plaats wordt de doorsnede van de bundelknoop (en dus van het „voorwerp") door sferische aberratie en ruimteladingsinvloeden in de triodelens groter, waardoor dus ook de lichtstip op het scherm in grootte toeneemt. In de tweede plaats verschuift door de kleinere sterkte van deze lens bij minder negatief rooster de bundelknoop in de richting van het scherm, zodat de plaats van het voorwerp verandert en de bundel derhalve niet meer op het scherm gefocusseerd is. Het is nu zo, dat deze modulatiedefocussering groter is naarmate de bundel slanker gemaakt wordt. Dit zien we in *fig. 7*, waar, eveneens voor een 43 cm-weergeefbuis, de lichtstipgrootte in het midden van het scherm is uitgezet als functie van de bundelstroom I_s (getrokken lijnen). De focusseermagneet blijft hierbij ingesteld voor één bepaalde bundelstroom, i.c. 100 μA. De gestippelde lijnen geven de lichtvlekgrootte wanneer voor elke waarde van de stroom de bundel gefocusseerd wordt, wat uiteraard in de praktijk geen usance zal zijn. De krommen *a* resp. *b* gelden voor een slanke resp. wijde bundel. De gemiddelde helling van deze krommen is dus een maat voor de modulatiedefocussering, en we zien hieruit dat deze bij de wijde bundel wat kleiner is dan bij de slanke bundel. Bij de verklaring voor dit verschijnsel doen zich allerlei complicaties voor, zodat wij hierop niet verder zullen ingaan.

In het volgende zullen we zien dat bij gebruik van een pentodekanon de mogelijkheid bestaat in een gegeven buis het compromis tussen de definitie aan de rand en die in het midden binnen zekere grenzen nog te variëren.

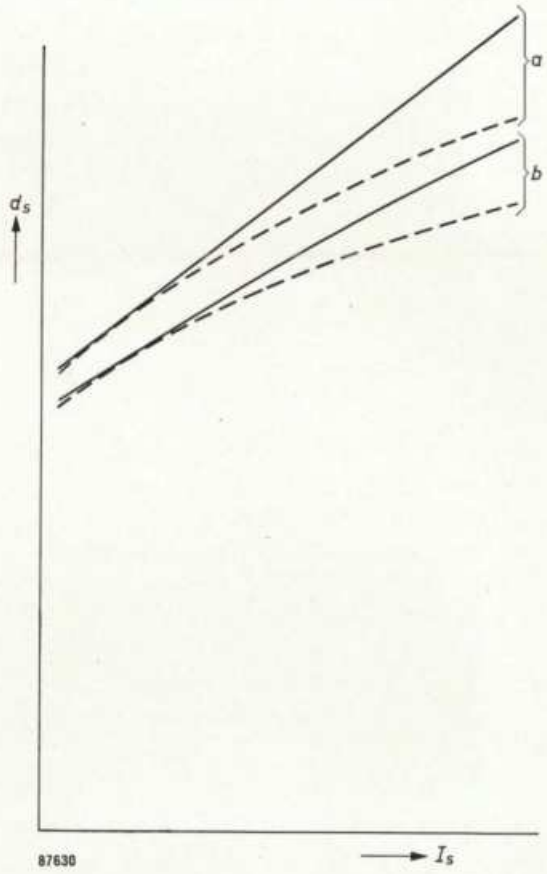


Fig. 7. De lichtstipmiddellijn d_s in het midden van het scherm als functie van de bundelstroom I_s; *a* voor een slanke, *b* voor een wijde bundel.

De plaats van de voorfocusseerlens

Zoals we gezien hebben, is het volgens de paraxiale theorie onverschillig, wáár de voorfocussering plaats vindt. Nu zijn er echter drie redenen om de voorfocusseerlens zo dicht mogelijk bij het triodegedeelte aan te brengen:

1) Naarmate deze lens zich dichter bij het triodedeel bevindt, zal de sterkte ervan moeten toenemen om een zelfde bundelwijdte te verkrijgen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het is bekend dat in het algemeen de sferische aberratie in elektronenlenzen afneemt naarmate de brandpuntsafstand relatief kleiner is.

2) Het is raadzaam het gebied waarin de elektronen zich met kleine snelheid bewegen, en waar dientengevolge de divergerende invloed van de ruimtelading groot is, zo beperkt mogelijk te houden.
3) Omdat men bij de constructie beperkt is in de diameters van de lenselektrodes, is het met het oog op afbeeldingsfouten voordelig de bundelwijdte in de voorfocusseerlens zo klein mogelijk te houden.

De vorm van de voorfocusseerlens

Enige mogelijke vormen van de voorfocusseerlens zijn in *fig. 8a, b en c* weergegeven. Een oplossing die tot voor korte tijd vrij algemeen in televisiebuizen werd toegepast, zien we in fig. 8*a* afgebeeld. Er zijn twee parameters die in hoofdzaak de voorfocussering bepalen, nl. de afstand l tussen de zuigelektrode g_2 en de eindelektrode g_3, en de hoogte h van de zuigelektrode.

Ook de diameter van de zuiganodekom heeft invloed op de lenssterkte; een kleinere diameter geeft een sterkere lens. In de praktijk is men echter bij de keuze hiervan tamelijk beperkt: naar buiten wordt de diameter begrensd door de ruimte in de hals, naar binnen toe door het gevaar van sferische aberratie.

Door een verandering van de afstanden h en l veranderen we zowel de lenssterkte als uiteraard de voorwerpsafstand. Het blijkt dat vergroting van l zowel als van h de voorfocussering versterkt, maar dat een vergroting van h meer invloed heeft dan een zelfde vergroting van l. Om de lens zo kort mogelijk te houden, kiezen we l zo klein dat nog geen gevaar van koude emissie bestaat — het spanningsverschil tussen de elektrodes g_2 en g_3 kan 20 kV bedragen — en bepalen we hierbij de waarde van h die de gewenste voorfocussering geeft. Een bruikbare en gemakkelijk experimenteel te verifiëren maat voor de voorfocussering is de lichtstipdiameter op het scherm d_V, die verkregen wordt zonder de focusseerlens f te bekrachtigen (zie fig. 3). Bij een gegeven buistype is de diameter d_D van de gefocusseerde bundel in de deflectiespoelen hiermee vrij goed evenredig. Deze d_D is belangrijk voor de mate van deflectie- en modulatiedefocussering, zoals we beschreven hebben. *Fig. 9a* geeft d_V als functie van l, met h als parameter.

Fig. 8*b* geeft een tweede mogelijkheid voor de voorfocusseerlens; hierbij is de eindanode kleiner in diameter dan de zuiganode en wordt door deze laatste omsloten. De sterkte van de lens wordt nu bepaald door de afstand l en de verhouding van de diameters van de beide anodes. Hoewel deze oplossing praktisch wel is uitgevoerd, kleeft er het bezwaar aan dat de afstand l bij de montage moeilijk in te stellen is doordat de zuiganode de eindanode geheel omgeeft. Fig. 9*b* geeft voor het geval dat de diameters tot elkaar staan als 1 : 2, de lichtstipdiameter d_V als functie van de afstand l.

Een derde mogelijkheid is in fig. 8*c* geschetst. Dit principe, dat momenteel in de constructie van nagenoeg alle Philips weergeefbuizen toegepast wordt, behelst het invoeren van een vijfde elektrode. Stel dat we in fig. 8*a* de zuiganode vlak boven de bodem doorsnijden en de zo ontstane losse ring op een kleine afstand van g_2 plaatsen. Wanneer we nu de cilinder g_2 en de ring g_3 op dezelfde potentiaal brengen als g_2 uit fig. 8*a*, dan zal, indien de afstand

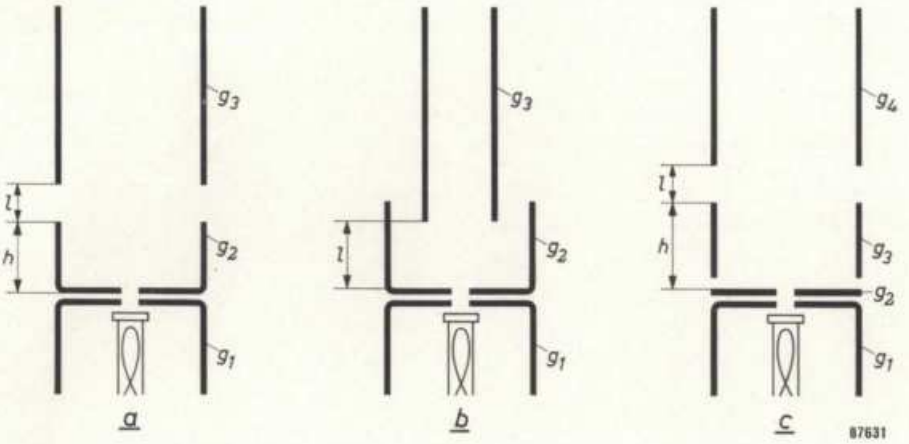


Fig. 8. Drie mogelijke oplossingen voor een kanon met voorfocusseerlens. *a*) Tetrodekanon, waarbij g_2 en g_3 dezelfde diameter hebben, *b*) idem, maar g_2 en g_3 hebben verschillende diameter, *c*) pentodekanon.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tussen g_2 en g_3 klein genoeg is, aan de lenswerking nagenoeg niets veranderen. Brengen we echter de ring op een van g_2 afwijkende potentiaal, dan zal de lenssterkte wèl veranderen, en wel zodanig dat de voorfocusseerlens sterker wordt indien $V_{g3} < V_{g2}$, en zwakker indien $V_{g3} > V_{g2}$. Indien V_{g2} onveranderd wordt gehouden, blijft de modulatiekarakteristiek van de buis dezelfde. We hebben nu een kanon met variabele voorfocussering, zodat we door regelen van de spanning op g_3 het beste compromis tussen lichtstipgrootte en deflectiedefocussering kunnen instellen.

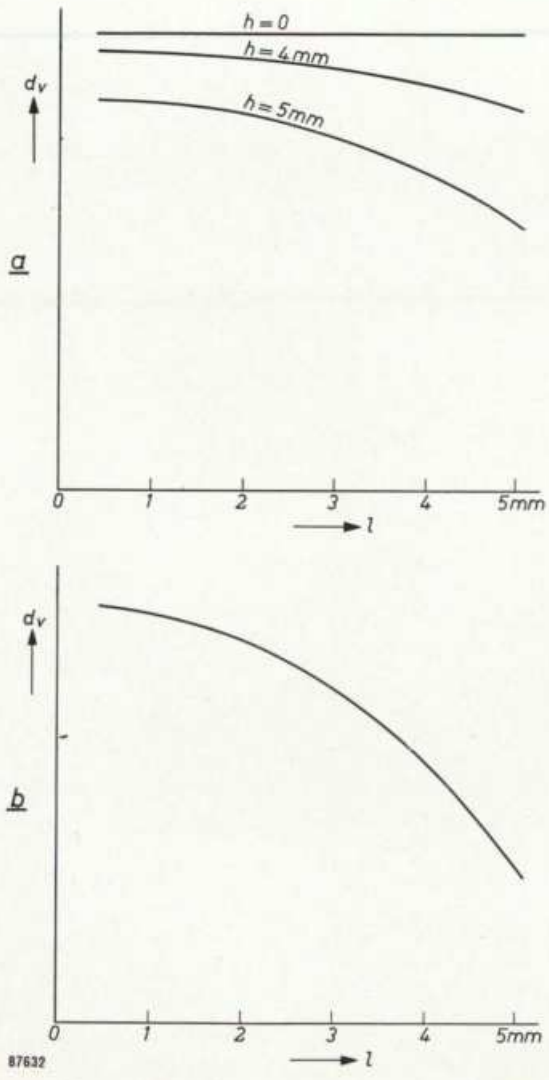


Fig. 9. *a*) De middellijn d_v van de ongefocusseerde lichtstip op het scherm als functie van de afstand l tussen g_2 en g_3 voor een kanon volgens fig. 8*a*. De parameter h is de hoogte van g_2. *b*) d_v als functie van l voor een kanon volgens fig. 8*b*.

Praktische uitvoering van het pentodekanon

Bij het ontwerpen van het nieuwe kanon, waarbij een voorfocusseerlens volgens fig. 8*c* wordt toegepast, bleek dat de invloed van de spanning van g_2 op de lenssterkte aanzienlijk was. Aangezien dit de apparatenconstructeur minder vrijheid in de keuze van V_{g2} zou geven, moest dit zoveel mogelijk vermeden worden. Dit werd bereikt door g_3 van een bodem te voorzien, zoals in *fig. 10a* te zien is, waardoor het veld bij g_2 minder doorgrijpt in de ruimte tussen g_3 en g_4. In deze figuur is de bouw van de elektrodes van het ten slotte uitgevoerde kanon weergegeven. De elektrode g_3 is iets afgerond en van een plaat voorzien om koude emissie naar de hoogspanningselektrode g_4 tegen te gaan. Alle elektrodes zijn op keramische staafjes gemonteerd, waarvan er één in de figuur zichtbaar is [7]). De elektrode g_4 is geknikt om met behulp van een permanente magneet een ionenval te kunnen aanbrengen [8]). Aan de onderzijde loopt deze elektrode uit in een bus, die op de juiste plaats ten opzichte van de andere elektrodes is bevestigd. Aan de bovenzijde zijn veren aangebracht, die de elektrode in de glaswand centreren. Fig. 10*b* geeft een foto van het kanon. De ring die boven de elektrode g_4 zichtbaar is, bevat een gasbinder.

De spanning op g_2 kan nu binnen tamelijk wijde grenzen gevarieerd worden, zonder dat de sterkte van de voorfocusseerlens ernstig beïnvloed wordt. Bij de dimensionering van g_3 moeten we erop letten dat de spanning op deze elektrode gemakkelijk uit het apparaat verkregen moet kunnen worden. In de praktijk is men daardoor aangewezen op spanningen tussen —50 en +350 V. Men kan deze spanning gemakkelijk met een potentiometer instellen, aangezien g_3 geen stroom neemt. In het nieuwe kanon kan men op deze wijze de bundelwijdte met een factor 1,5 variëren, wat ruim voldoende is om de in de praktijk hiervoor gewenste waarden te realiseren.

Het is gewenst de lichtstipgrootte te kunnen variëren, omdat het aantal beeldlijnen dat in de verschillende Europese landen gebruikt wordt, alsmede de daarbij behorende bandbreedte, verschillend zijn. Voor het Engelse systeem met 405 lijnen gebruikt men liever een wat grotere lichtstip dan voor het Gerber-systeem met 625 lijnen, terwijl voor het Franse systeem met 819 lijnen de lichtstip nog kleiner moet zijn.

In een televisieontvanger welke bestemd is voor het Engelse systeem, zal men de voorfocusseerelektrode g_3 in de regel katodepotentiaal geven ($V_{g3} = 0$ V), waardoor men een grotere lichtstip krijgt. Verder ontstaat door de sterke voorfocussering een slanke bundel; dit heeft het voordeel dat de lichtstip over het gehele scherm tot in de rand

[7]) Deze constructie is beschreven door J. de Gier en A. P. van Rooy, Philips techn. T. **9**, 181-185, 1947.
[8]) Zie W. F. Niklas, Philips techn. T. **15**, 278-284, 1953.

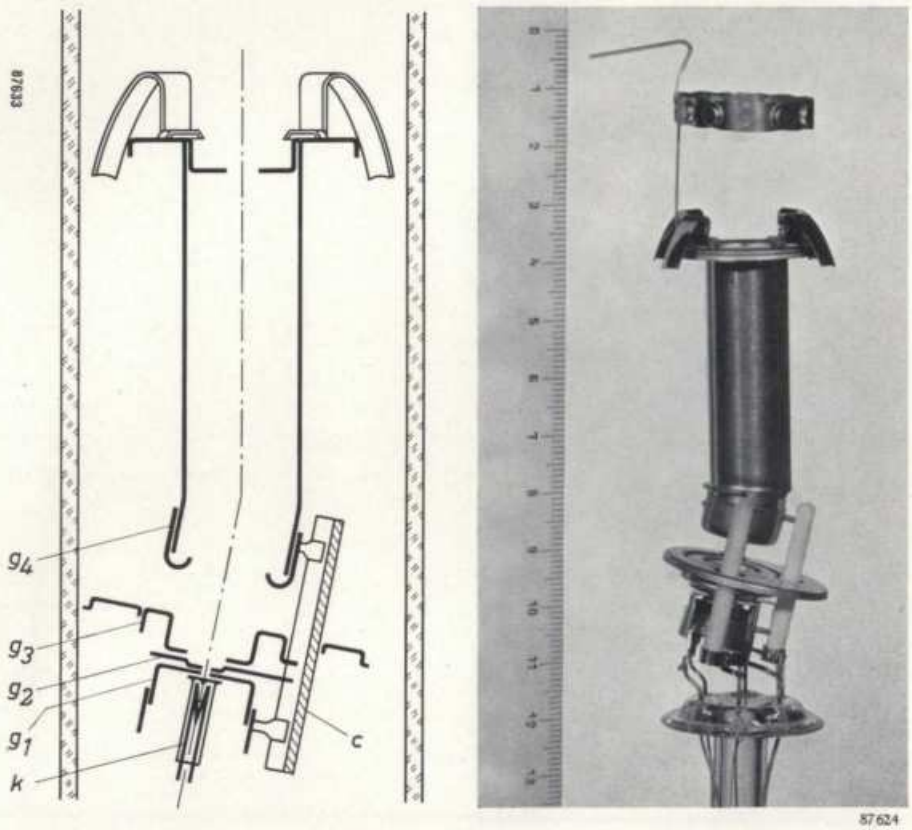
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zeer gelijkmatig van grootte is (kleine deflectiedefocussering). Men kan daardoor de deflectiespoelen wat eenvoudiger maken. De deflectiedefocussering wordt dan iets groter, zonder dat evenwel de kwaliteit van het beeld wordt aangetast. Eventueel kan bij het ontwerp dan wat meer aandacht besteed worden aan een goede rechthoekige vorm van het raster, een eis welke tegengesteld is aan die van weinig deflectiedefocussering. Wel zal bij de genoemde instelling wat meer modulatiedefocussering optreden. Deze geeft bij de gebruikelijke bundelstromen nog geen hinderlijke lichtstipvergroting, maar is een reden om met V_{g3} niet nog lager te gaan.

Uit bovenstaande voorbeelden blijkt wel duidelijk dat door de „pentode"-uitvoering van ons kanon de apparatenconstructeur de mogelijkheid is gegeven die keus te doen uit de kanonvariabelen, welke bij zijn ontwerp het beste past. Het kanon is daardoor slechts weinig gecompliceerder geworden, hetgeen betekent dat de toevoeging van deze extra mogelijkheden aan het apparaat nagenoeg geen prijsverschil behoeft te veroorzaken.

In *fig. 11* zien we de grootte van de gefocusseerde lichtstip d_s (gestippelde lijnen) en de ongefocusseerde lichtvlek d_v (op 10× kleinere schaal, getrokken lijnen) als functie van de voorfocusseer-



a *b*

Fig. 10. *a*) Bouw van het pentodekanon. Het kanon is op drie keramische staafjes *c* gemonteerd. De elektrode g_4 is bovendien aan de bovenkant met veren ten opzichte van de glaswand gecentreerd. De knik in deze elektrode dient in samenwerking met een permanente magneet als ionenval. *b*) Foto van dit kanon.

Voor het 819-lijnensysteem zal men juist de omgekeerde weg bewandelen. Hierbij zal men de elektrode g_3 een spanning van ca. 300 V geven (b.v. door g_3 met g_2 te verbinden). De lichtstip is in het midden van het scherm dan zo klein mogelijk, terwijl ook de modulatiedefocussering gering is. Door de wijdere bundel zal dan echter de apparatenconstructeur meer aandacht moeten besteden aan zijn spoelenontwerp, om een ontoelaatbare deflectiedefocussering te vermijden.

spanning V_{g3}, bij een bundelstroom van 100 μA, voor drie waarden van V_{g2}. Zoals we hierboven vermeld hebben, is d_v een goede maat voor de bundelwijdte in de deflectiespoelen. We zien hier bevestigd dat met toenemende V_{g3} de bundel wijder en de lichtvlek kleiner wordt. De hier gegeven krommen zijn opgenomen aan een buis van het type MW 43-64; voor andere typen, zoals de MW 36-44 en de MW 53-20, gelden analoge krommen.

We willen ten slotte nog enkele interessante as-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

pecten van het hier beschreven pentodekanon noemen, hoewel deze misschien slechts theoretische waarde hebben. Zoals hierboven reeds uiteengezet

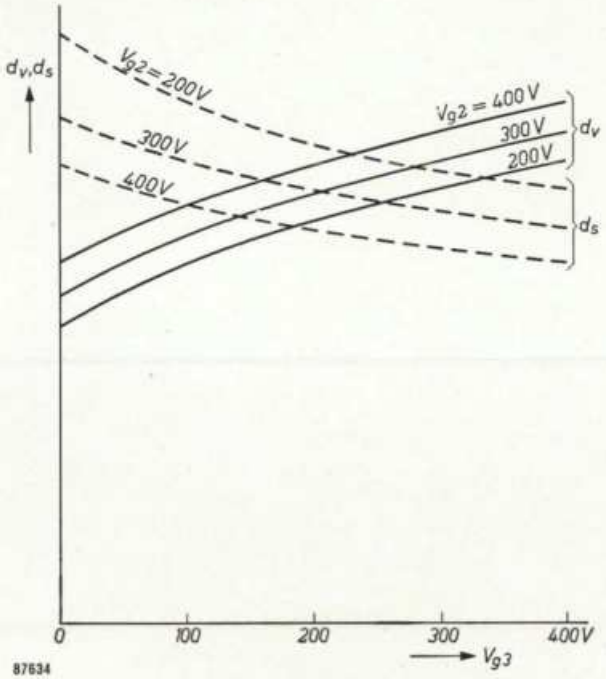


Fig. 11. De middellijn d_v van de ongefocusseerde lichtstip (getrokken lijnen) en d_s van de gefocusseerde lichtstip (gestippelde lijnen) als functie van V_{g3}, met V_{g2} als parameter (d_s op 10× grotere schaal dan d_v).

werd, zou het in verband met de modulatiedefocussering van belang kunnen zijn de elektronenbundel voor iedere stroom te kunnen focusseren. Het spreekt vanzelf dat met een permanente focusseermagneet, die tegenwoordig vaak gebruikt wordt, deze bijfocussering niet doenlijk is. Bij gebruik van het pentodekanon bestaat evenwel de mogelijkheid om dit met behulp van een van het modulatiesignaal afgeleide hulpspanning op g_3 te bereiken.

Een soortgelijke mogelijkheid om de deflectiedefocussering te verminderen, zou zijn een modulatie op de elektrode g_3 met een van de deflectiestromen afgeleide spanning, de zogenaamde dynamische focussering. Uiteraard verkleint men hiermee alleen de fouten ten gevolge van de beeldveldkromming en niet het astigmatisme. Voor beide verbeteringen is echter een extra schakeling vereist, die voor algemeen gebruik wellicht te ingewikkeld zal blijken.

Samenvatting. Bij het ontwerpen van een weergeefbuis voor televisie moet de lichtvlek op het scherm zo klein worden gekozen dat de scherpte van het beeld alleen door het televisieraster wordt bepaald. Dit stelt bepaalde eisen aan het elektronenkanon, dat de bundel vormt. De bundel moet zo slank mogelijk zijn, omdat de deflectiedefocussering toeneemt met de bundeldiameter in de deflectiespoelen. Om de principiële mogelijkheden te leren kennen, wordt wat nader ingegaan op de theoretische elektronenoptica. Het blijkt dat uitsluitend het produkt van de bundelopening en de lichtstipgrootte in de vergelijkingen voorkomt en dat dit produkt kleiner wordt bij toeneming van de schermspanning en van de stroomdichtheid aan de katode. De in de praktijk bereikte waarden kloppen vrij goed met de theorie, als de sferische aberratie en de ruimteladingsverbreding in rekening gebracht worden.

Vervolgens wordt de voorfocusseerlens nader beschouwd. Deze dient zo dicht mogelijk bij de katode te worden geplaatst. Een onderzoek van verschillende mogelijke vormen van de voorfocusseerlens heeft geleid tot de ontwikkeling van een pentodekanon, dat thans in vrijwel alle Philips weergeefbuizen wordt toegepast. Door de spanning op de derde elektrode te variëren, kan men hierbij de bundelwijdte en de lichtstipgrootte instellen. Men kan nu bij ieder lijnenaantal van het raster de bijbehorende gunstigste lichtstipgrootte kiezen. Dit betekent bovendien dat men bij een tamelijk groflijnig systeem kan werken met een zeer slanke bundel, zodat de deflectiespoelen eenvoudiger gemaakt kunnen worden, zonder dat de deflectiedefocussering ontoelaatbaar groot wordt. Bovendien geeft het pentodekanon de principiële mogelijkheid tot gedeeltelijke compensatie van deflectie- en modulatiedefocussering.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE GELUIDEMISSIE VAN VOORSCHAKELAPPARATEN VOOR FLUORESCENTIELAMPEN

door E. W. van HEUVEN.

621.327.534.15.032.434:
621.318.424:534.833

Met het in gebruik komen van fluorescentieverlichting in kantoren, winkels en woonhuizen werd het noodzakelijk de geluidemissie van de apparatuur te reduceren en aan te passen aan de in die ruimten gewenste „stilte". Beschreven wordt hoe dit probleem werd opgelost deels door speciale constructie- en montagemethodes en deels door isolatie. Zowel de theoretische grondslagen van de genoemde methodes als de methodiek van de verrichte metingen komen daarbij ter sprake.

In tegenstelling met gloeilampen kunnen gasontladingslampen, zoals de buisvormige fluorescentielampen („TL"-verlichting), niet direct op het lichtnet worden aangesloten. Zij moeten daartoe in serie geschakeld worden met een apparaat (voorschakelapparaat) dat de stroom in de ontladingsbuis begrenst [1]).

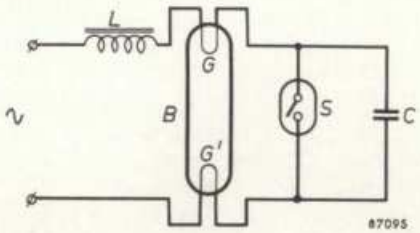


Fig. 1. Schema van een fluorescentielamp met voorschakelapparaat. *B* lamp met gloeidraden *G-G'*, *L* smoorspoel, *S* starter met ontstoringscondensator *C*.

Een veel gebruikte schakeling, waarbij het voorschakelapparaat bestaat uit een zelfinductie (smoorspoel), is in *fig. 1* schematisch aangegeven. Bij het inschakelen van de lamp worden de beide gloeidraden *G* en *G'* van de ontladingsbuis met elkaar en met de smoorspoel in serie geschakeld via de starter *S*. De ontladingsbaan is dan kortgesloten en er gaat een vrij grote stroom door de gloeidraden, zodat deze snel warm worden. Wordt de verbinding bij *S* verbroken (dit geschiedt automatisch), dan ontsteekt de ontlading. Na elke halve periode van de wisselstroom wordt ze opnieuw ontstoken, thans echter zonder tussenkomst van de starter, omdat wegens de thermische traagheid van de gloeidraden deze nog voldoende warm zijn en bovendien in het gas voldoende ionen en elektronen zijn achtergebleven om de ontlading in te leiden bij een spanning slechts weinig hoger dan de brandspanning.

[1]) Over voorschakelapparaten, zie b.v.: Fluorescentieverlichting, onder redactie van C. Zwikker, Philips techn. Bibliotheek, 1950.

Naarmate het gebruik van fluorescentielampen voor huisverlichting (kantoren, woonruimten) toenam, is men meer en meer aandacht gaan wijden aan het feit dat de fluorescentieverlichting soms storende geluiden veroorzaakt. Het is daarbij gebleken dat deze geluiden, waarin zowel lage tonen (brom) als hoge tonen (sjirpen) voorkomen, hoofdzakelijk afkomstig zijn van de voorschakelapparatuur. Zij worden veroorzaakt door de wisselende magnetisatie en hiermee gepaard gaande deformatie van de ijzerkern van het voorschakelapparaat, ten gevolge van de variërende stroom.

Wij zullen ons eerst bezighouden met de aard van het geluid en met de wijze waarop de trillingen van het voorschakelapparaat aan de lucht worden meegedeeld. Vervolgens zullen wij, ons voorlopig tot de lage frequenties bepalend, de deformaties van de ijzerkern theoretisch behandelen. Uit deze beschouwingen vloeien de maatregelen voort die men kan nemen om de brom van de voorschakelapparaten te bestrijden. Ten slotte zullen wij ons nader bezig houden met de oorzaken van het sjirpen en de bestrijding daarvan [2]).

De aard van het geluid

In *fig. 2* zijn oscillogrammen weergegeven die werden opgenomen aan een fluorescentielamp met smoorspoel; *I* is de spanning over de lamp, *II* de spanning over de smoorspoel en *III* de stroom die door de lamp en dus ook door de smoorspoel gaat. Bij eerste benadering is deze stroom sinusvormig. Nadere beschouwing leert dat er zekere afwijkingen van de sinusvorm optreden, zodat, behalve de netfrequentie (50 Hz), hogere frequenties voorkomen, die een oneven veelvoud zijn van de netfrequentie.

[2]) Zie ook: E. W. van Heuven, On the noise of fluorescent lighting installations, Acustica **5**, 101-111, 1955 (no. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De vormveranderingen van de spoelkern zijn, zoals we hieronder zullen zien, periodiek met een grondfrequentie die het dubbele is van de netfrequentie (dus 100 Hz). Daarnaast komen in de trillingen van de kern „hogere harmonischen" voor, wier frequentie een klein veelvoud is van 100 Hz. Deze laagfrequente trillingen veroorzaken de brom, een geluid dat men algemeen bij wisselstroomapparaten, ook waar het geen fluorescentieverlichting betreft, kan aantreffen (men kan dit b.v. horen als men zijn oor tegen de muur van een transformatorhuisje aan legt).

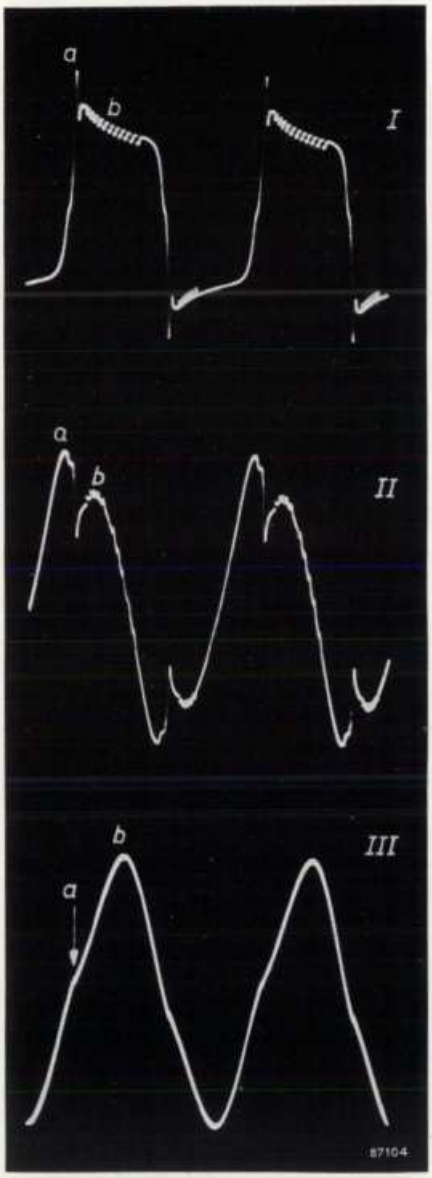


Fig. 2. Oscillogrammen van de spanning over de lamp (*I*), de spanning over de smoorspoel (*II*) en de stroom door de lamp en de smoorspoel (*III*). Bij *a* vindt herontsteking plaats, hetgeen aanleiding geeft tot spanningspieken. De spanningspieken bij *b* zijn het gevolg van onregelmatigheden in de ontlading. Beide verschijnselen (*a* en *b*) geven aanleiding tot stroomvariaties (in *III* niet of nauwelijks zichtbaar).

Gesuperponeerd op het in eerste benadering sinusvormige verloop van de stroom, treden nog storingen op, in de vorm van kleine stroompieken van korte duur. Dit blijkt uit de snelle spanningsvariaties die men in de curven *I* en *II* van fig. 2 op twee plaatsen aantreft, nl. a) op het moment van herontsteken, b) gedurende de tijd dat de stroom groot is. (De overeenkomstige stroompieken zijn ten gevolge van de grote impedantie van de smoorspoel voor snelle variaties niet groot genoeg om in het stroomoscillogram, curve *III*, tot uiting te komen.) De pieken (b) kunnen tweeërlei oorzaak hebben, nl. onregelmatige ontladingen in het gas nabij de gloeidraden en plasma-oscillaties. De stroompieken (a) en (b) zijn, op een wijze die nog nader zal worden beschreven, verantwoordelijk voor de trillingen van hoge frequentie in de kern (1000-3000 Hz), welke aanleiding geven tot het geluid dat als sjirpen wordt waargenomen.

Behalve de geluiden die wij als „brom" en „sjirpen" hebben gekenmerkt, treedt soms een derde storende geluid op, dat men „geratel" zou kunnen noemen. Dit wordt eveneens veroorzaakt door mechanische trillingen van het voorschakelapparaat en de daarmee verbonden armatuur, wanneer daarin los op elkaar steunende delen voorkomen die slechts door de zwaartekracht worden samengehouden. Treden ergens, ten gevolge van trillingen, verticale versnellingen op groter dan de versnelling *g* van de zwaartekracht (bij een frequentie van 100 Hz gebeurt dit als de amplitude groter is dan 25 micron), dan raken deze delen los van elkaar en ontstaat geratel. Aangezien dit een vrij triviale storing is, die bovendien meestal gemakkelijk kan worden verholpen, gaan wij er niet verder op in.

Overdracht van geluidstrillingen van het apparaat aan de lucht

De weg waarlangs de trillingen van het voorschakelapparaat ons oor kunnen bereiken, is niet dezelfde voor de brom en voor het sjirpen. Geluid met frequenties van de orde van 100 Hz heeft golflengten van enige meters, d.i. veel groter dan de afmetingen van het voorschakelapparaat. Een vrij in de ruimte zwevend (of elastisch opgehangen) voorschakelapparaat zou derhalve een zeer slechte straler voor zulke golven zijn [3]) en we zouden van zulk een apparaat vrijwel geen brom horen. Het is echter meer gebruikelijk, het voorschakelapparaat stevig aan een wand of plafond of aan een armatuur te bevestigen. De oppervlakken van deze lichamen, die door het voorschakelapparaat tot meetrillen worden gebracht, zijn niet klein ten opzichte van de genoemde golflengten, zodat zij een merkbare

[3]) Zie b.v. A. Th. van Urk en R. Vermeulen, Straling van geluid, Philips techn. T. **4**, 225-234, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

brom zullen uitstralen. Het betreft hier hetzelfde verschijnsel als in de bekende proef met een stemvork, die, vrij in de lucht trillend, nauwelijks hoorbaar is, maar die goed hoorbaar wordt als men de steel op een tafelblad of derg. laat rusten.

Anders is het met het sjirpen. De golflengte van een toon met frequentie 3000 Hz is ca. 10 cm; voor zulke tonen is het voorschakelapparaat zelf een geschikte straler, zodat het sjirpen ook zonder tussenkomst van een klankbord hoorbaar zal zijn.

Om de brom te bestrijden, zal het dus nodig zijn te voorkomen dat trillingen van het apparaat via de bevestiging op wanden enz. worden overgedragen. Bovendien zal men dan ter bestrijding van het sjirpen ook de directe uitstraling van het voorschakelapparaat in het frequentiegebied 1000-3000 Hz moeten tegengaan.

Wij zullen nu eerst het verschijnsel van de brom nader analyseren.

Het mechanisme van de brom

De deformatie van een ijzerkern door magnetisatie kan berusten op:

a) elastische deformatie, nl. bij ijzerkernen met (lucht)spleet: de delen van het ijzercircuit aan weerszijden van de spleet trekken elkaar aan.
b) magnetostrictie.

De term „magnetostrictie" omvat een groot complex van deformatieverschijnselen, die ferromagnetische materialen vertonen zodra ze gemagnetiseerd worden (alsmede, in een aantal gevallen, de reciproke effecten, dus de verandering van de magnetische eigenschappen bij mechanische belasting). Het voornaamste van deze effecten is de lengteverandering in de richting van de magnetisatie (Joule-effect) [4]). De relatieve lengteverandering $\varepsilon = \Delta l/l$ is voor ijzer bij kleine magnetisaties positief, maar keert, als de magnetisatie de verzadigingswaarde nadert, van teken om. *Fig. 3* geeft een globaal beeld van ε als functie van de magnetisatie J of, wat nagenoeg op hetzelfde neerkomt, als functie van de inductie B [5]).

Het begin van de curve wordt ongeveer beschreven door de formule:

$$\varepsilon = \frac{a}{2\mu_0} B^2, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

waarin $\mu_0 = 4\pi/10^7$ Vs/Am en waarin a een constante is, die voor transformatorijzer, afhankelijk van siliciumgehalte en behandeling, 1 tot 3×10^{-12} m²/N bedraagt. De inductie in een spoelkern is in de praktijk zelden zo hoog dat formule (1) niet meer bruikbaar is. Uit deze formule blijkt tevens dat de magnetostrictieve lengteverandering in eerste benadering sinusvormig is en een frequentie heeft die het dubbele is van de sinusvormig gedachte stroom. Immers, B verloopt dan als $\sin\omega t$ en B^2 als $\sin^2\omega t = \frac{1}{2}(1-\cos 2\omega t)$ [6]).

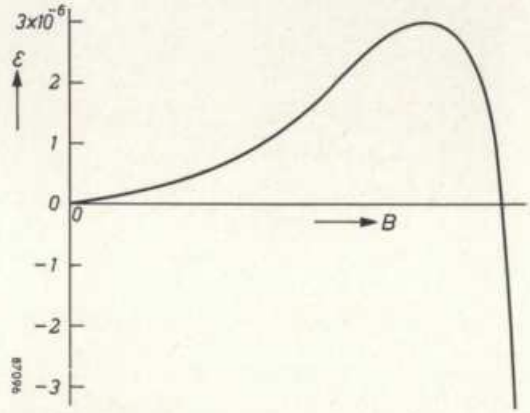


Fig. 3. Magnetostrictie van transformatorblik. Uitgezet is $\varepsilon = \Delta l/l$ als functie van de inductie B. In de buurt van de verzadiging keert ε van teken om.

Indien bij het ontwerpen van de ijzerkern gezorgd is voor een uniforme magnetisering, dan heeft de magnetostrictieve uitzetting in eerste benadering een evenredige vergroting van de uitwendige afmetingen ten gevolge, in een vlak evenwijdig aan dat van de lamellen [7]). Daar bij de hoeken van de kern de inductie aan de binnenzijde van de bocht iets groter is dan aan de buitenzijde, treedt tevens een geringe buiging op, die wij voorlopig willen verwaarlozen.

Bestrijding van de brom

Met het oog op de bijdrage van de elastische deformatie (a) moeten we voor hetgeen volgt onderscheid maken tussen ijzerkernen mèt luchtspleet (voor smoorspoelen) en kernen zonder luchtspleet

[4]) W. D. Williams, Magnetostrictive phenomena, Gen. El. Rev. **45**, 161-163, 1942. S. C. Leonard, Magnetostriction made visible, Gen. El. Rev. **45**, 637-641, 1942.

[5]) Voor andere ferromagnetica, of ijzereenkristallen die op bepaalde wijze georiënteerd zijn, zien deze krommen er soms aanzienlijk anders uit. Vergelijk voor de ons hier interesserende technische aspecten de literatuur onder [4]).

[6]) Neemt men in de uitdrukkingen voor de stroom ook de (oneven) hogere harmonischen in aanmerking ($i = A\sin\omega t + B\sin 3\omega t + C\sin 5\omega t + \ldots$), dan verschijnen bij het kwadrateren ook termen zoals $\sin 4\omega t$ enz., dus frequenties die een veelvoud zijn van de dubbele netfrequentie.

[7]) Tegenover de verlenging met een factor $(1+\varepsilon)$ in de richting van de magnetisatie staat een contractie met een factor $(1-\varepsilon/2)$ in de richtingen loodrecht daarop (bij de magnetostrictie varieert namelijk het volume nagenoeg niet). De dwarscontractie van de jukken van een kern, zie fig. 4, komt dus in mindering op de lengteuitzetting der benen, en vice versa. Niettemin resulteert bij positieve magnetostrictie een vergroting van de buitenomtrek der lamellen, aangezien de dwarsafmetingen van benen en jukken altijd aanzienlijk kleiner zijn dan hun lengten.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(voor transformatoren). We beschouwen eerst de kernen met spleet, en wel van symmetrische vorm, omdat het gedrag van deze het eenvoudigst is te overzien.

Symmetrische kern met spleet

Wij beschouwen een constructie waarvan een doorsnede gegeven wordt in *fig. 4*. De luchtspleet bevindt zich in een symmetrievlak van de kern ter hoogte van het zwaartepunt. Wij onderstellen voorlopig dat het apparaat vrij in de ruimte zweeft of zodanig verend is opgehangen dat het zich vrij kan bewegen, waarbij dus het zwaartepunt op zijn plaats blijft.

Zodra het ijzer gemagnetiseerd wordt, trekken de polen aan weerszijden van de spleet elkaar aan. Daardoor worden de beide helften CD en $C'D'$ van het middelste been uitgerekt (en ook de rest van het ijzer circuit, d.w.z. de buitenste benen AA' en BB' en

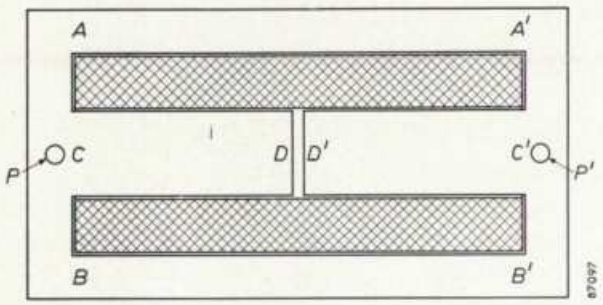


Fig. 4. Doorsnede van een smoorspoel met symmetrische ijzerkern. De kern bestaat uit drie „benen" AA', BB', CC', verbonden door jukken. In het middelste been, tussen D en D', de luchtspleet, die met niet-magnetisch materiaal kan worden gevuld. P en P' bevestigingspunten.

de jukken AB en $A'B'$, gedeformeerd). De elastische deformatie wordt echter tegengewerkt door de magnetostrictie. We hebben immers gezien dat deze de afmetingen van de kern in het vlak van de lamellen (vlak van tekening in fig. 4) tracht te vergroten, d.w.z. bij de magnetostrictieve deformatie bewegen zich de punten op de lijn CC' van het zwaartepunt af. De verplaatsing is hierbij evenredig met de afstand tot het midden van de spleet. Bij de elastische deformatie is het juist omgekeerd: hierbij is de verplaatsing bij de spleet het grootst en naar buiten toe kleiner. Er zouden dus op de lijn CC' twee punten moeten bestaan — symmetrisch gelegen ten opzichte van het zwaartepunt — waar de totale verplaatsing juist nul is. Essentieel is daarbij dat de elastische en de magnetostrictieve deformatie op dezelfde wijze van de inductie (dus van de stroom door de spoel) blijken af te hangen, zodat tijdens de gehele trilling, die de stroomvariaties volgt, de beide bedoelde punten in rust blijven. In praktische gevallen blijkt de elastische verplaatsing op alle punten binnen de kern groter dan de magnetostrictieve, zodat de twee bedoelde punten buiten de kern liggen. Voorzien we nu de spleet van een vulling die magnetisch gelijkwaardig is met lucht maar een zodanige stijfheid bezit dat de elastische deformatie ten dele wordt onderdrukt, dan komen de twee bedoelde punten dichter bij het zwaartepunt en ten slotte binnen de kern te liggen. Door de dimensionering en de keuze van het vulmateriaal heeft men de plaats van deze punten in de hand, en men kan er voor zorgen dat ze precies samenvallen met de punten P en P' waarin de smoorspoel voor het bevestigen wordt „beetgepakt". Overdracht van trillingen naar de wand is dan onmogelijk.

De hier weergegeven gedachtengang leidt bij kwantitatieve uitwerking tot de volgende formule voor de afstandsvergroting van twee willekeurige, symmetrisch op afstand L van elkaar gelegen, punten P en P' van het middelste been:

$$\Delta L = \frac{B^2}{2\mu_0}\left[aL - \left(\frac{O_1}{S_1+S_2}\right)\left(1-\frac{S_1}{O_1E_1/L}\right)\right]. \qquad (2)$$

Hierin is O_1 de doorsnede, E_1 de elasticiteitsmodulus van het kernmateriaal, en S_1 en S_2 zijn de „stijfheden" resp. van de kern en van de vulling. In deze formule dient $S_2 = O_2E_2/\delta$ als onbekende te worden beschouwd (O_2 = doorsnede en E_2 = elasticiteitsmodulus van het vulmateriaal, δ = spleetlengte). Door een geschikte materiaalkeuze moet aan S_2 een zodanige waarde worden gegeven dat $\Delta L = 0$.

Bij de afleiding van (2) is ondersteld dat de elastische en magnetostrictieve deformaties berekend mogen worden als in het stationaire geval. Voor de lage frequenties van de brom is dit geoorloofd (de krachten en de deformaties zijn hier in faze).

De polen aan weerszijden van de spleet (bij D en D') worden naar elkaar toe getrokken met een kracht

$$F = \tfrac{1}{2}BHO_1 = \frac{1}{2\mu_0}B^2O_1 \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

(H is het magnetische veld in de spleet).

Door de vulling van de spleet met elastisch materiaal worden D en D' van elkaar af gedrukt met een kracht

$$F_2 = -\frac{O_2E_2}{\delta}\Delta\delta = -S_2\Delta\delta. \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

Hierin is $\Delta\delta$ de toeneming van de afstand δ tussen D en D'.

De resulterende kracht $F - F_2 = F_1$ veroorzaakt een gecompliceerde deformatie van de kern: de gedeelten AA' en BB' worden gecomprimeerd en gebogen, de delen AB en $A'B'$ in hoofdzaak gebogen en de delen CD en $C'D'$ uitgerekt. Van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze deformaties resulteert er ter hoogte van de spleet een vermindering $\Delta\delta$ van δ. Tussen $-\Delta\delta$ en F_1 bestaat evenredigheid:

$$F_1 = -S_1\Delta\delta. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Wegens de analogie met verg. (4) kan de evenredigheidsfactor S_1 als een stijfheid worden opgevat. Wegens het gecompliceerde karakter van de aan deze term beantwoordende deformatie, is S_1 niet op eenvoudige wijze in andere grootheden uit te drukken. Combinatie van (3), (4) en (5) levert:

$$\Delta\delta = -\frac{B^2}{2\mu_0}\left(\frac{O_1}{S_1+S_2}\right). \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

De uitrekking van elk der delen CD en $C'D'$ is van dien aard dat twee punten in zulk een deel welker afstand (in de richting CC') l bedroeg, nu komen te liggen op een afstand $l+\Delta l$, waarbij

$$\Delta l = l\frac{F_1}{O_1E_1}.$$

Nemen wij aan dat de punten P en P' (gelegen op een afstand L, waarvan $L-\delta$ in ijzer, δ in het vulmateriaal) nog tot het middenbeen mogen worden gerekend, dan geldt voor de toeneming van L ten gevolge van de elastische vervorming:

$$\Delta L_{\text{elast}} = \Delta\delta + \frac{L-\delta}{O_1E_1}F_1, \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

of, daar $\delta \ll L$, bij benadering:

$$\Delta L_{\text{elast}} = \Delta\delta\left(1-\frac{L}{O_1E_1}S_1\right) = -\frac{B^2}{2\mu_0}\left(\frac{O_1}{S_1+S_2}\right)\left(1-\frac{L}{O_1E_1}S_1\right). \quad (8)$$

Op de elastische vervorming wordt gesuperponeerd de magnetostrictieve vervorming, welke volgens verg. (1) voor de punten P en P' bedraagt

$$\Delta L_{\text{magn}} = \varepsilon L = \frac{a}{2\mu_0}B^2L. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

De totale vergroting van de afstand PP' bedraagt dus

$$\Delta L = \Delta L_{\text{elast}} + \Delta L_{\text{magn}},$$

waaruit formule (2) volgt.

Praktische uitvoering van de brombestrijding volgens verg. (2)

Om volgens verg. (2) de gewenste elasticiteitsmodulus E_2 van het vulmateriaal voor de spleet te kunnen berekenen, heeft men behalve de gegeven waarden van L, δ, O_1 en E_1 ook gegevens over a en over S_1 nodig. Deze moesten wij ons door metingen verschaffen. Wij maten eerst, bij een bekende magnetische inductie, gelijk aan de in de praktijk voorkomende waarde, de trillingsamplitudo in de richting PP' van een spoelkern volgens fig. 4 maar zonder luchtspleet. In dit geval heeft men volgens (2):

$$(\Delta L)_{\delta=0} = \frac{B^2}{2\mu_0}La. \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

Hieruit kan de grootte van a voor het gebruikte siliciumijzer worden afgeleid. Vervolgens maten wij de amplitudo bij een spoel volgens fig. 4 mèt spleet maar zonder vulmateriaal. Hierin is $E_2 = 0$, waardoor (2) overgaat in:

$$(\Delta L)_{E_2=0} = \frac{B^2}{2\mu_0}\left[aL - \frac{O_1}{S_1} + \frac{L}{E_1}\right]. \quad \ldots \quad (11)$$

De hieruit berekende waarde van S_1 wordt in (2) gesubstitueerd: men vindt dan als men $\Delta L = 0$ stelt:

$$S_2 = E_2\frac{O_2}{\delta} = \frac{O_1}{La}\left(1-\frac{E_1O_1/L}{S_1}\right) - S_1, \quad \ldots \quad (12)$$

en kan nu E_2 berekenen. Men kiest voor de vulling materiaal dat ongeveer deze waarde van E_2 vertoont, en door de keuze van de doorsnede $O_2 (\neq O_1)$ van de vulling heeft men nog een correctie in de hand.

Voor de metingen hebben wij een opstelling gebruikt die schematisch is weergegeven in *fig. 5*. Het te onderzoeken apparaat wordt verend opgehangen aan rubberbanden, zodat het vrij kan bewegen. Het bevindt zich tussen de sondes van twee trillingsopnemers van het type PR 9261 (vroeger

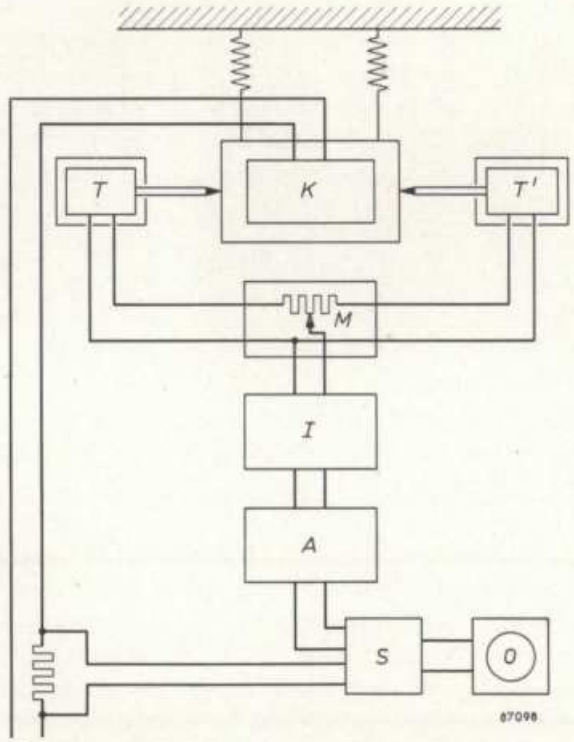


Fig. 5. Opstelling voor het meten van de trillingsamplitudo van een verend opgehangen voorschakelapparaat K. T en T' elektrodynamische trillingsopnemers, met bewegende delen met een massa van ca. 10 gram, die tegen de ijzerkern van het voorschakelapparaat worden gedrukt met een constante kracht van ca. 8 newton (1 newton is gelijk aan het gewicht van ca. 100 gram). De grootste versnelling die gemeten kan worden, bedraagt dus ca. 800 m/sec². De met de potentiometer M gemengde uitgangsspanningen van de beide opnemers worden geïntegreerd (integrator I), versterkt (in A) en, via een elektronische schakelaar S, afwisselend met de stroom door het voorschakelapparaat, zichtbaar gemaakt op een katodestraaloscillograaf O.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

GM 5526). De trillingsopnemers, die van het elektrodynamische type zijn, zijn voorzien van een omhulsel uit een legering met grote permeabiliteit, om te voorkomen dat ze gestoord zouden worden door het spreidingsveld van het onderzochte apparaat. Door de afgebeelde opstelling met twee opnemers kunnen storingen door trillingen van het gebouw op eenvoudige wijze onschadelijk worden gemaakt. Dank zij de symmetrie van het onderzochte voorschakelapparaat krijgt men immers van de trillingsopnemers, indien men deze op symmetrisch liggende punten tegen de ijzerkern drukt, spanningen van gelijke faze en amplitudo, daar zulke punten trillingen van gelijke faze en amplitudo (in tegengestelde richtingen) uitvoeren. Storingen van buitenaf daarentegen hebben op de twee trillingsopnemers een even groot doch tegengesteld effect, zodat men deze doeltreffend elimineert door de spanning die beide opnemers leveren te middelen (schakeling M in fig. 5).

De gemiddelde spanning is, krachtens de functie van de elektrodynamische trillingsopnemer, een maat voor de snelheidsamplitudo die in de onderzochte punten optreedt. Wat wij willen weten, is echter de amplitudo der verplaatsing. Het is daarom noodzakelijk de verkregen spanning te integreren. Dit gebeurt met behulp van een apparaat van het type PR 9250 (oud GM 5522). De spanning die dit apparaat (I in fig. 5) afgeeft, wordt via een selectieve versterker (die slechts een nauw frequentiegebied rondom 100 Hz doorlaat) en via een elektronenschakelaar toegevoerd aan een katodestraaloscillograaf. De stroom in de spoel van het onderzochte voorschakelapparaat wordt via het tweede kanaal van de elektronenschakelaar eveneens aan de oscillograaf toegevoerd, zodat men kan zien of er in het onderzochte punt op de momenten van maximale magnetische inductie een contractie of een expansie optreedt. Voor het ijken van de opstelling wordt de amplitudo op het oscillograafscherm vergeleken met een bekende wisselspanning van 100 Hz (niet, zoals gewoonlijk, van 50 Hz, wegens de aanwezigheid van de selectieve versterker).

Met de beschreven opstelling kunnen in het geval van symmetrische ijzerkernen de vibratieamplitudo's (van de orde van 0,1 micron, of 10^{-7} m) gemeten worden met een precisie van 3×10^{-9} m. In het geval van niet-symmetrische kernen, waar storingen van buitenaf niet door de genoemde kunstgreep geelimineerd kunnen worden, wordt de precisie geheel door de storingen bepaald. Slechts door gedurende rustige periodes (dus b.v. 's nachts) te werken, kan men dan een nauwkeurigheid bereiken die de bovengenoemde enigszins benadert.

Tot besluit van dit hoofdstuk een getallenvoorbeeld, dat slaat op een smoorspoel voor 40 W-lampen, 225 V, 50 Hz, met afmetingen volgens *fig. 6* en $E_1=2\times10^{11}$ N/m². De gevraagde amplitudo's ΔL zijn, daar de bevestigingspunten P en P' zeer dicht bij de buitenkant van de kern liggen, vrijwel gelijk aan de gemeten amplitudo's aan deze buitenkant.

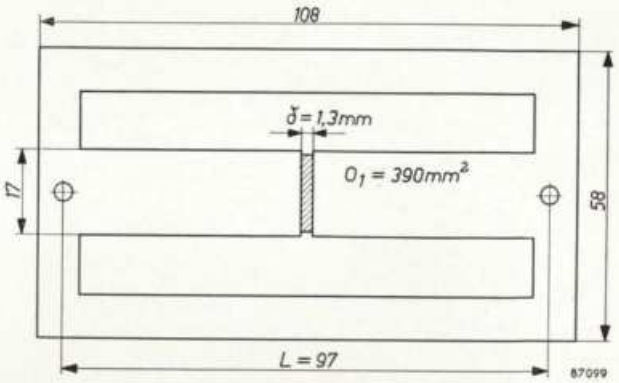


Fig. 6. Maatschets van de symmetrische kern die voor het getallenvoorbeeld is beschouwd. De doorsnede van het middenbeen bedroeg $O_1 = 390$ mm².

De metingen aan een kern zonder spleet gaven $(\Delta L)_{magn} = 0{,}108$ micron bij $B = 1{,}25$ Wb/m² en dus $a = 1{,}8\times10^{-12}$ m²/N. De metingen aan een kern met spleet zonder vulling gaven $(\Delta L)_{E_2=0} = -0{,}096$ micron bij $B = 1{,}25$ Wb/m², waaruit volgt dat $S_1=4{,}9\times10^{10}$ N/m. Substitutie van de gevonden waarden van a en S_1 in (12) levert $E_2O_2/O_1=1{,}4\times10^9$ N/m². Een dergelijke kleine waarde van E_2 is natuurlijk niet met metalen te verkrijgen ($E\approx10^{11}$), maar wel met materialen zoals papier (isolatiekarton).

Asymmetrische kern met spleet

Om economische redenen is bij massaproductie van smoorspoelen een symmetrische constructie soms niet gewenst. Een constructie die men in de praktijk dikwijls tegenkomt, toont *fig. 7a*. We moeten hier de mogelijke bewegingen van P en P' (dit zijn weer de punten van bevestiging) zowel evenwijdig aan PP' als loodrecht daarop in aanmerking nemen.

De bewegingen langs PP' zijn geheel te behandelen als bij de symmetrische constructie. Aldus kan men ook hier weer de ideale waarde van de elasticiteitsmodulus van het materiaal in de spleet vinden. Het is duidelijk dat S_2 hier aanzienlijk kleiner zal uitvallen dan bij de constructie van fig. 4. Met het aanbrengen van de ideale vulling zijn echter bewegingen van P en P' loodrecht op de lijn PP' niet opgeheven. Immers, de afstand PP' blijft constant, maar het been AA' expandeert ten ge-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

volge van de overheersende magnetostrictie; dit impliceert dat er een buiging zal optreden op de wijze als, sterk overdreven, door de stippellijn (die de hartlijn voorstelt) in fig. 7*a* wordt aangegeven [8]).

Hieruit blijkt dat de afstand PP' tot het zwaartepunt van het geheel (dat ergens op MM' ligt) kan variëren. Nu ligt bovendien dat zwaartepunt niet bijzonder goed vast, en wel doordat de spoel de bewegingen van de delen, waar zij omheen sluit, niet geheel identiek zal kunnen meemaken. Dit effect is zeker niet verwaarloosbaar. Enerzijds vormt de massa van de spoel ongeveer de helft van de totale massa en is het dus noodzakelijk er rekening mee te houden, maar anderzijds is de bevestiging van de spoel aan de kern niet geheel vrij van speling.

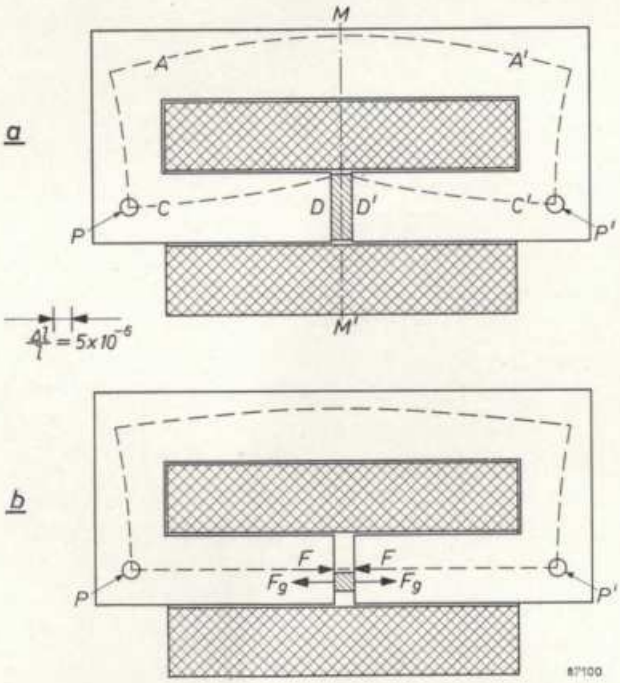


Fig. 7. Deformatiepatroon van een smoorspoel met asymmetrische kern. *a*) Bij gelijkmatige vulling van de spleet DD'. De afstand PP' blijft constant, maar door de buiging der benen AA' en CC' verplaatst zich het zwaartepunt langs de lijn MM'. *b*) Bij asymmetrische vulling. De buiging van het been CC' is opgeheven.

Deze speling is gemiddeld groter dan de betrokken trillingsamplitudo van de kern, zodat het een kwestie van toeval wordt waar spoel en kern elkaar raken. De onderlinge beweging van spoel en kern verschilt dus van geval tot geval en derhalve is de amplitudo van de trilling die P en P' loodrecht op de lijn PP' uitvoeren helaas geen constante en berekenbare grootheid. Men zou er hoogstens een maximum voor kunnen aangeven.

De vorm van de gestippelde hartlijn in fig. 7*a* geeft aanleiding om te onderstellen dat een middel tegen de onderlinge beweging van kern en spoel een buiging zou kunnen zijn, door een koppel dat evenredig is met de magnetische aantrekkingskracht tussen de polen D, D' en dat zodanig aangrijpt dat de boven beschreven buiging van de beenhelften er precies door wordt opgeheven (het been AA' mag wel buigen). Dit blijkt mogelijk door de spleet niet gelijkmatig te vullen met het materiaal dat de juiste, door de voorwaarde $\Delta L = 0$ geëiste, elasticiteitsmodulus heeft, maar aan de buitenkant met een materiaal van grotere en aan de binnenkant met een materiaal van kleinere elasticiteitsmodulus. Men kan daarbij zorgen dat aan de voorwaarde $\Delta L = 0$ toch voldaan blijft, maar doordat het aangrijpingspunt van de resulterende kracht F_g naar buiten is verplaatst, kan deze, tezamen met de magnetische aantrekking F der polen (resultante in de hartlijn), het gewenste koppel vormen. Men vindt hier de geschiktste oplossing het snelst door middel van het experiment. Bij een apparaat waarbij $\Delta L = 0$ is en waarbij bovendien de zojuist beschreven kunstgreep is toegepast, zal de spoel dus niet loodrecht op PP' kunnen bewegen, ongeacht de plaats waar de aanrakingspunten tussen kern en spoel zich bevinden (fig. 7*b*).

Hiermee is natuurlijk, als men P en P' als bevestigingspunten kiest, de beweging van het zwaartepunt loodrecht op PP' nog niet volledig opgeheven, want een buiging van AA' blijft bestaan. Het lijkt aantrekkelijk te proberen of hierin met een geringe overcompensatie van de beweging van de spoel ten opzichte van de kern iets te verbeteren valt, maar de ervaring heeft geleerd dat zelfs met de beste bevestiging van de spoel op de kern die in massaproductie mogelijk is, een dergelijk procédé wederom te grote verschillen in de resulterende verticale component van de individuele spoelen doet ontstaan. Anderzijds is de vermindering van de brom, die door de beschreven compensatie verkregen wordt, gelukkig reeds zodanig dat met het bereikte resultaat genoegen genomen kan worden.

Kernen zonder luchtspleet (transformatoren)

In geval van een lage netspanning (110 of 127 V) bestaat het voorschakelapparaat voor een fluorescentiebuis gewoonlijk uit een spreidingstransformator, dus een combinatie van een transformator en een smoorspoel. Soms echter worden kleine transformatoren ook afzonderlijk gebruikt, zoals bij voorbeeld bij het type „TL" S, waar normaliter alleen

[8]) De vorm van de stippellijn werd afgeleid uit metingen aan een apparaat waarvan de spoel uit twee gedeelten bestond, één om elk der beide helften van het been dat de spoel draagt, zodat althans bij de spleet de ijzerkern toegankelijk was.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 8

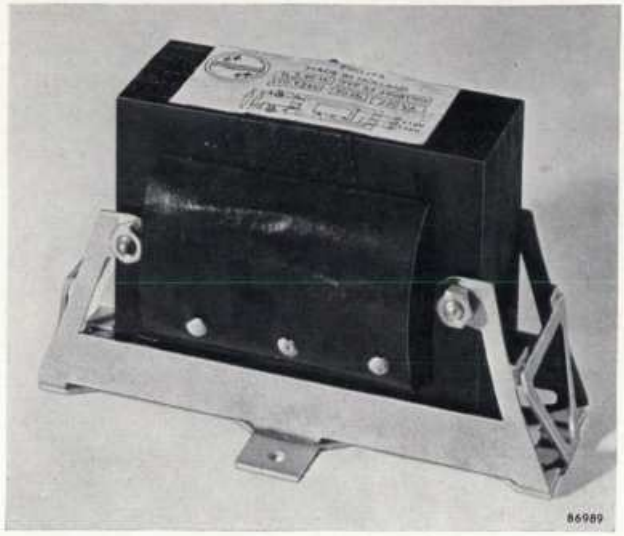


Fig. 9

Fig. 8. Transformator met rechthoekige bevestigingsbeugel met slappe hoeken. De beugel wordt met het midden van het horizontale verbindingsstuk op de wand vastgeschroefd.
Fig. 9. Transformator met stijve dubbele bevestigingsbeugel met convergente armen.

een gloeilamp als voorschakelapparaat fungeert[9]), maar waar bovendien een transformator nodig is in geval men niet over een netspanning van 220 V beschikt.

Daar deze transformatoren geen luchtspleet bevatten, is het in het voorgaande geschetste procédé van brombestrijding niet daarbij toe te passen.

Principieel zijn hier twee oplossingen denkbaar:

a) Transformatorijzer gebruiken dat nagenoeg geen magnetostrictie vertoont.
b) De transformator precies in zijn zwaartepunt bevestigen.

Beide oplossingen zijn praktisch onbruikbaar. Een „vrije" ophanging (aan veren) komt uiteraard evenmin in aanmerking.

Het is echter gebleken dat wanneer er maar twee, voor bevestiging geschikte, punten op de ijzerkern te vinden zijn die langs dezelfde lijn en met tegengesteld gelijke amplitudo en gelijke faze trillen, een mechanische constructie voor een bevestigingsbeugel gevonden kan worden die enerzijds voldoet aan eisen van soliditeit en anderzijds geen trillingen overdraagt op plafond of muur.

Er werden twee typen bevestigingsbeugels, beide voor symmetrische transformatoren, ontwikkeld, die men vindt afgebeeld in *fig. 8* en *9*.

Het type van fig. 8 is zeer eenvoudig. Lichaam en armen van de rechthoekige beugel zijn verstevigd met flenzen; de hoeken zijn opzettelijk buigzaam gehouden. De kern van de transformator wordt hier gelijk ondersteld aan die van de smoorspoel van fig. 4, maar zonder luchtspleet. Behalve van de reeds vroeger genoemde symmetrie der trillingen, wordt hier óók gebruik gemaakt van de vorm van de gedeformeerde ijzerkern.

Deze vorm, zoals die werd gemeten bij de transformator voor welke deze beugel werd ontworpen (bij $B_{max} = 1{,}25$ Wb/m²), wordt weergegeven door *fig. 10*. Het centrale deel van de jukken van de kern, tussen X en Y resp. X' en Y', buigt weinig en beweegt vrijwel evenwijdig aan zichzelf. Wanneer de armen van de beugel op deze plaatsen voldoende stevig op de kern vastgeklemd worden (wat met een betrekkelijk kleine wrijvingscoëfficiënt reeds mogelijk blijkt), dan zullen zij zich evenwijdig aan zichzelf verplaatsen. Dit betekent dat het verbindingsstuk van de beugel wordt gerekt zonder dat het

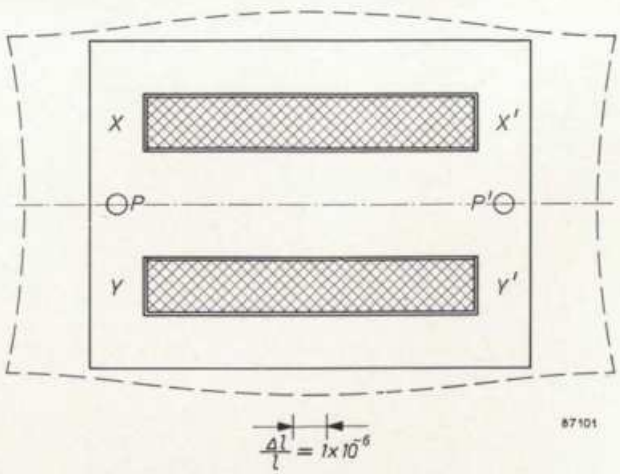


Fig. 10. Deformatiepatroon van een transformator met symmetrische kern, zoals afgebeeld in fig. 8 en 9. De stippellijn geeft hier de omtrek van de gedeformeerde kern aan.

[9]) W. Elenbaas en T. Holmes, Philips techn. T. **12**, 133-139, 1950.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

buigt. Aldus blijft het midden ervan op zijn plaats en kan fungeren als aanhechtingspunt van de gehele transformator aan een wand of dergelijken.

Het tweede type, een convergente dubbele beugel, wordt schematisch weergegeven door *fig. 11*, waar

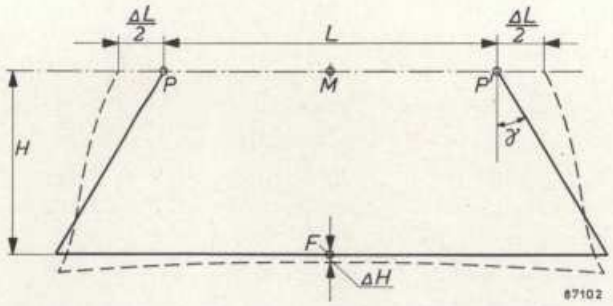


Fig. 11. Schema van de deformatie van de beugelhelften van fig. 9.

alleen de elastisch neutrale lijn van het lichaam en de armen (voor één beugelhelft) is getekend. De foto fig. 9 laat zien hoe de uiteinden van de armen van de beide beugelhelften aan de transformatorkern worden bevestigd. Het midden F van het verbindingsstuk van elke beugelhelft wordt op de wand geschroefd, waarop men de transformator wil plaatsen. Bij een beugel van de afgebeelde vorm treedt wel degelijk een buiging van het verbindingsstuk op, en in het algemeen zal tevens een verplaatsing ΔH van F optreden ten opzichte van het zwaartepunt M van de transformator (dit valt wegens de relatief geringe massa van de beugel nagenoeg samen met het zwaartepunt van het gehele systeem). Men kan echter door een geschikte dimensionering van de beugel zorgen dat $\Delta H = 0$, zodat wederom geen trilling op de wand overgedragen, d.w.z. geen brom hoorbaar wordt.

Op de ogenblikken waarop de inductie B maximaal is, zijn de punten P en P' van de kern in fig. 11 beide over een afstand $\frac{1}{2}\Delta L$ naar buiten verplaatst. Wanneer de bevestiging van de transformator aan de beugel stevig genoeg is, bewegen de uiteinden der armen met P en P' mee. De vorm die de neutrale lijn dan krijgt, wordt (overdreven) aangegeven door de stippellijn in fig. 11. Berekening van de elastische deformatie [2]) levert voor de verplaatsing ΔH van het midden F de volgende uitdrukking op:

$$\frac{\Delta H}{\Delta L} = \frac{\frac{3}{4}\left(\frac{L}{H}\right)^2 \cos\gamma + \left(\frac{L}{H}\right)\sin\gamma - \sin\gamma\,\mathrm{tg}\,\gamma - \frac{I_1}{I_2}\mathrm{tg}\,\gamma}{4\left(\frac{L}{H}\right)\cos\gamma + 4\sin\gamma + \frac{I_1}{I_2}}. \quad (13)$$

I_1 en I_2 zijn de lineaire traagheidsmomenten [10]) van de doorsnede van het lichaam, resp. de beide armen; voor de betekenis van L, H, γ zie fig. 11.

Uit formule (13) volgt dat ΔH zowel positief als negatief kan zijn en ook gelijk nul gemaakt kan worden. Hiervoor is noodzakelijk dat voldaan is aan de voorwaarde:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{3}{4}\left(\frac{L}{H}\right)^2 \frac{\cos^2\gamma}{\sin\gamma} + \left(\frac{L}{H}\right)\cos\gamma - \sin\gamma. \quad . \quad . \quad (14)$$

Men kan bij gegeven L, H en γ de gewenste waarde van I_1/I_2 aflezen uit *fig. 12*, waar het quotiënt I_1/I_2 dubbellogaritmisch is uitgezet tegen L/H, met γ als parameter.

Opgemerkt dient nog te worden dat verg. (14) slechts geldt wanneer de eigen frequenties van de constructie hoog zijn ten opzichte van de betrokken vibratiefrequentie van de transformator (100 Hz). Aan deze voorwaarde kan gemakkelijk voldaan worden, daar slechts aan het quotiënt I_1/I_2 een voorwaarde wordt gesteld, terwijl I_1 of I_2 nog vrij zijn.

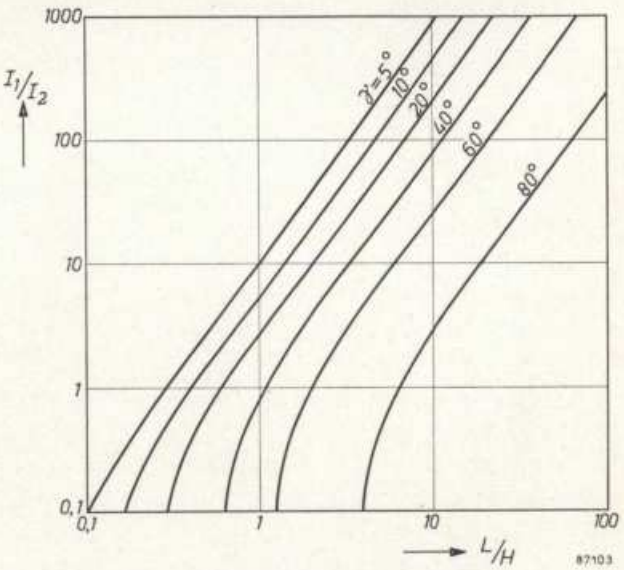


Fig. 12. Grafiek waaruit de gewenste waarde van I_1/I_2 is af te lezen bij gegeven L/H met de hoek γ als parameter (zie fig. 11).

Bestrijding van het sjirpen

Wij hebben gezien dat de brom het gevolg is van gedwongen trillingen van de kern van het voorschakelapparaat, welke op de wand worden overgebracht.

De kern kan echter ook vrije trillingen uitvoeren (te vergelijken met een aangeslagen stemvork). Door de grote dwarsdoorsnede hebben deze trillingen een hoge frequentie (enkele kHz). Bovendien zijn ze, ten gevolge van de opbouw van de kern uit lamellen, sterk gedempt. Het aanslaan van deze trillingen geschiedt op onregelmatige wijze door de vroeger beschreven kleine stroompieken, die op de bij benadering sinusvormige stroom zijn gesuperponeerd. Ten gevolge van de onbepaaldheid van de fazen en de spreiding in de frequentie dezer trillingen doen zij zich voor als een soort geruis, het reeds genoemde sjirpen.

[10]) Voor de betekenis die het lineaire traagheidsmoment $I = \int y^2 df$ van een doorsnede heeft in de theorie der buiging, moge worden verwezen naar de handboeken. Voor een staaf met rechthoekige doorsnede is $I = {}^1/_{12}\,bh^3$, waarin b de breedte en h de hoogte van de doorsnede voorstelt. I wordt gemeten in m⁴.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Bij de frequenties waar het hier om gaat, blijkt de overdracht van trillingen op wanden zeer gering te zijn [11]). Dit is een gelukkige omstandigheid, daar de montagemethodes die boven besproken werden voor de bestrijding van de brom, hier in het algemeen geen uitkomst kunnen bieden. De daarvoor uitgevoerde berekeningen waren immers gebaseerd op de onderstelling dat de krachten en de teweeggebrachte deformaties in faze zijn, wat heel goed opgaat bij lage frequenties, maar niet bij de hoge frequenties die we nu beschouwen en die in het gebied der eigen frequenties van de constructie liggen.

Hoofdprobleem is dus het voorkomen van directe geluidemissie. Men kan daartoe het beste het apparaat verpakken in een gesloten doos. Dit brengt echter de nodige problemen met zich mee, hoofdzakelijk wat betreft de afvoer van de warmte die in de doos ontwikkeld wordt. Verder moet ervoor gezorgd worden dat geen direct contact kan ontstaan tussen het apparaat en de metalen wand van de doos.

Een gebruikelijke oplossing is, het apparaat als het ware te laten drijven in een bitumineuze massa. Om de warmteafvoer te verbeteren, wordt dan aan deze massa dikwijls zand toegevoegd. Een moeilijkheid is hier dat enerzijds de vulstof liefst pas week en gietbaar mag worden bij een temperatuur die hoog boven de werktemperatuur van de spoelen ligt, maar dat anderzijds de elektrische isolatie deze temperatuur — waaraan zij bij de fabricage moet worden blootgesteld — niet verdragen kan. Aldus is men gedwongen toch een vulling te kiezen die reeds bij relatief lage temperaturen week wordt, met het gevolg dat men dus kans loopt dat vroeg of laat het apparaat de metalen wand van de doos gaat raken, met alle kwalijke gevolgen van dien.

Een goede oplossing van het probleem werd gevonden door de ruimte in de doos te vullen met gerimpelde aluminiumfoelie (zilverpapier). Indien een geschikte vulfactor gekozen wordt, is het mogelijk een even goede of betere warmteafvoer te verkrijgen als met het mengsel van bitumen en zand. Trillingen in het frequentiegebied van het sjirpen worden door deze vulling voldoende gedempt, daar vele contactpunten tussen de foelies gepasseerd moeten worden alvorens de wand van de doos bereikt is.

Ten slotte een opmerking over het gedrag van de vulling ten opzichte van de bromtrillingen van de ijzerkern. Aanvankelijk zullen natuurlijk alle mogelijke willekeurige punten van de ijzerkern met het aluminium in aanraking komen. Sommige van die punten trillen met een relatief grote amplitudo, andere met een kleine. Ter plaatse van de grote bromamplitudo's zal de elasticiteitsgrens van de foelies spoedig overschreden worden, zodat zij dus door de trillende ijzerkern plastisch worden verbogen. Daardoor ontstaat er ruimte voor de trilling, en het eindresultaat is dat de aluminiumvulling de ijzerkern alleen nog maar dáár raakt waar de amplitudo van de brom klein of gelijk nul is en de kern verder vrij laat. Dit is uiteraard precies wat we wensen, omdat de laagfrequente trillingen nu niet van het apparaat op de dooswand worden overgebracht en via deze aan wand of plafond meegedeeld.

Een aanwijzing dat dit inderdaad de gang van zaken is, wordt geleverd door een eenvoudig experiment. Indien men het gehele apparaat (compleet met doos dus) in een andere positie brengt, zullen, door de veranderde richting van de zwaartekracht, de foelies op allerlei andere plaatsen dan voorheen de ijzerkern gaan raken. Men kan dan ook onder bepaalde omstandigheden inderdaad een zekere toeneming van de brom horen, maar deze neemt spoedig weer af tot het oorspronkelijke lage en dus niet hinderlijke niveau.

Samenvatting. De oorzaak van eventuele storende geluiden bij fluorescentieverlichting moet gezocht worden in de voorschakelapparatuur. Deze voert gedwongen trillingen uit met het tweevoud van de netfrequentie („brom") en vrije trillingen met hoge frequentie („sjirpen"), beide veroorzaakt door de wisselende elastische en magnetostrictieve deformaties van de ijzerkern, die de stroomvariaties begeleiden. Trillingen van hoge frequentie worden direct op de lucht overgedragen, trillingen van lage frequentie via wand of plafond. Bij apparaten met luchtspleet (smoorspoelen) is bestrijding van de brom mogelijk door de spleet met een geschikt materiaal te vullen (onderlinge compensatie van magnetostrictieve en elastische vervorming op de plaatsen van bevestiging). Bij apparaten zonder luchtspleet (transformatoren) kan men overdracht van trillingen op de wand vermijden door geschikte constructie van de bevestigingsbeugels. Het sjirpen kan worden bestreden door het voorschakelapparaat in een doos op te sluiten en te omgeven met een geluidisolerend medium, dat echter wel de warmte moet geleiden; aluminiumfoelie bleek hiervoor geschikt te zijn.

[11]) W. Elling, Bestimmung mechanischer Eingangsimpedanzen, Acustica **4**, 396-402, 1954.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

METING VAN RADIOACTIEF JODIUM IN DE SCHILDKLIER

621.387.4:546.15.02.131:616.44-07

Bij de diagnose van schildklierafwijkingen wordt tegenwoordig vaak gebruik gemaakt van het radioactieve jodiumisotoop, I^{131}. De opneming van jodium uit het voedsel, die een maatstaf is voor de schildklieractiviteit, kan dan in principe eenvoudig worden nagegaan door op enige opeenvolgende dagen telkens de radioactiviteit van de schildklier te bepalen, b.v. met een geigertelbuis.

In de praktijk is deze bepaling nog niet zo eenvoudig, althans als men de meting met een nauwkeurigheid van enkele procenten wil uitvoeren. De plaatsing van de stralenbron ten opzichte van de stralendetector, d.w.z. van de hals van de patiënt ten opzichte van de telbuis, moet dan bij elke meting nauwkeurig dezelfde zijn, wat niet gemakkelijk te realiseren is. Een elegante oplossing voor het probleem is het gebruik van een ring van parallelgeschakelde telbuizen, die als een kraag om de hals van de patiënt gelegd wordt. De straling die de schildklier naar alle kanten uitzendt, wordt dan (althans in één vlak) geïntegreerd, en wat bij een eventueel excentrische plaatsing van de bron één telbuis minder krijgt, dat krijgt, bij benadering, de diametraal tegenoverstaande telbuis méér.

De hier afgebeelde constructie [1]) is mogelijk geworden door het gebruik van een geigertelbuis, type no. 18503, waarvan het actieve volume bijna de gehele lengte van de buis (incl. anode-aansluiting 5 cm) beslaat. In de kraag konden zonder moeite tien van deze telbuizen ondergebracht worden [2]). De buizen van het genoemde type hebben bovendien het voordeel van een lage werkspanning (lager dan 400 volt) en van een zeer vlak „plateau", zodat de voedingsspanning niet gestabiliseerd behoeft te worden [3]).

De meetinrichting wordt geijkt door middel van fantoomproeven. Plaatst men in het midden van de kraag een flesje met 5 microcurie I^{131}, d.i. de orde van grootte van de hoeveelheid die tijdens het onderzoek in de schildklier is opgenomen, dan krijgt

---

[1]) A. M. J. Jaspers en H. R. Marcuse, Local measurement of I^{131} uptake in the thyroid gland, Rec. Trav. chim. Pays-Bas **74**, 355-361, 1955 (no. 5). Het toestel is al geruime tijd in gebruik in het Gemeenteziekenhuis te 's-Gravenhage.

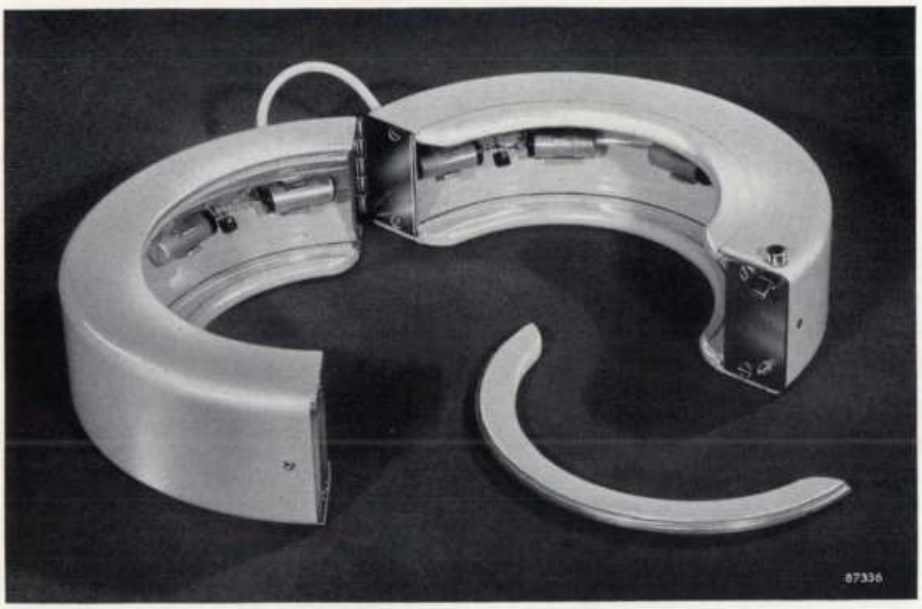
[2]) Men heeft voor hetzelfde doel ook wel eens een toroïdale telbuis, die de gehele hals omsloot, geconstrueerd, maar zulk een buis is moeilijk te fabriceren en is dan ook niet in de handel gekomen; zie W. Horst, Fortschr. Röntgenstr. **77**, 567, 1952.

[3]) Zie: N. Warmoltz, Geiger-Müller-tellers, Philips techn. T. **13**, 259-270, 1951.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

men ca. 700 impulsen/minuut. De „achtergrond", veroorzaakt door de kosmische straling, bedraagt ca. 100 imp/min. Bootst men de hals van de patiënt na door een fantoom, samengesteld uit vlees, een bot als wervel en een rubberzakje in de vorm van de schildklier, gevuld met de actieve jodide-oplossing, dan krijgt men — o.a. door de opwekking, speciaal in de plaatsing wordt hiermee tot ca. 2% teruggebracht. Om ook de statistische meetfout tot ongeveer dit peil te reduceren, moet men bij 5 μC de impulsen gedurende ca. 15 minuten tellen [4]). Gewoonlijk dient men de patiënt 20 μC toe en men vindt dan in de praktijk dat een teltijd van 3-5 minuten voldoende is.



in de wervel, van secundaire straling, die in de telbuizen beter wordt geabsorbeerd — een 10% hogere aflezing. Ook is door dergelijke verschijnselen de gevoeligheid voor een verplaatsing van de bron mèt fantoom geringer dan zonder fantoom; bij een verplaatsing van 4 cm uit het midden krijgt men zonder fantoom 20% meer impulsen, mèt fantoom 10% meer.

De afwijking van 10% is nog ontoelaatbaar, maar men kan, bij de in de loop van enkele dagen herhaalde metingen, de verschillen in de plaatsing van de kraag om de hals veel kleiner dan 4 cm maken. Dit gaat heel eenvoudig door inzetten van, aan de hals van de patiënt sluitende, pasringen; zie bovenstaande foto. De onnauwkeurigheid door variaties

Op verdere details van de meting en de diagnostische interpretatie gaan we hier niet in, maar we vermelden alleen nog dat voor een juiste beoordeling van de jodiumhoeveelheid in de schildklier de meetuitkomst gecorrigeerd moet worden voor de meegemeten jodiumhoeveelheid in het door de hals stromende bloed. Hiertoe plaatst men bij elke meting de kraag ook om het dijbeen van de patiënt; de aldus gemeten radioactiviteit, die van de orde van 1 tot 2× de achtergrond is, bedraagt — volgens metingen aan patiënten waarvan de schildklier was verwijderd — ongeveer $^2/_3$ van die van de bloedstroom door de hals.

---

[4]) Zie b.v. Philips techn. T. **17**, 300, 1955 (no. 10).

A. M. J. JASPERS.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

MECHANISCHE VERSCHIJNSELEN BIJ DE HOGETONENWEERGAVE VAN GROEFTASTERS

door J. B. S. M. KERSTENS.

534.851:681.842.081.3

Binnenkort zal in dit tijdschrift een artikel over een nieuwe groeftaster (grammofoonopnemer) verschijnen. Als voorloper van dat artikel volgt hier een beschouwing over de mechanica van het systeem groeftaster-grammofoonplaat, in het bijzonder bij de hoge geluidsfrequenties. Over dit onderwerp vindt men in de literatuur uitvoerige berekeningen, waarin de fysische betekenis dikwijls verloren dreigt te gaan en die pas nadat bepaalde verwaarlozingen zijn ingevoerd, tot bruikbare resultaten leiden. De schrijver van het onderstaande artikel laat bij voorbaat de hogere harmonischen in de naaldbeweging buiten beschouwing, waardoor de berekening overzichtelijk blijft.

Bij het bepalen van de frequentiekarakteristiek van een groeftaster treden in het gebied van de hoge tonen (waaronder wij hier verstaan het gebied van ca. 5000 tot 20 000 Hz) twee belangrijke verschijnselen op de voorgrond. Het eerste is de zg. groef-naaldresonantie, d.i. de resonantie van de effectieve, in de naaldpunt geconcentreerd gedachte, massa en de stijfheid van de wand der groef waarin de groeftaster rust. Het tweede verschijnsel is het verlies aan hoge tonen als gevolg van de elastische indrukkingen die de naaldpunt in de groefwanden maakt, een verlies dat groter is naarmate de kromtestralen van de groefwanden kleiner zijn, dus naarmate de frequentie hoger is, de amplitude groter is en de beschouwde groef dichter bij het middelpunt van de grammofoonplaat ligt.

Beide verschijnselen kunnen worden behandeld met de theorie van Hertz[1]) betreffende de elastische deformatie van twee lichamen in wederzijds contact, onder invloed van een bepaalde kracht. Kornei[2]) heeft in 1941 reeds een theorie opgezet om het zg. „playback loss" bij de hogere frequenties te verklaren, waarbij hij van de theorie van Hertz gebruik heeft gemaakt. F. G. Miller heeft in zijn dissertatie[3]) op de door Kornei aangegeven grondslagen een breed opgezette theorie gegeven over de relaties tussen groef en naald. Behalve de indrukkingen in de groefwanden, neemt hij in zijn berekening ook de distorsie op die in de beweging van de naald optreedt bij de aftasting van een groef met oneindig stijf onderstelde wanden, waarbij hij gebruik maakt van berekeningen van Lewis en Hunt[4]). De genoemde distorsie is het gevolg van de eindige afmetingen van de naaldpunt, waardoor de beweging die de naald uitvoert, niet geheel identiek is met die welke de plaat voorschrijft. Bij de verdere afleiding splitst Miller de samengestelde beweging van de naald in een sinusvormige groef in grondgolf en hogere harmonischen; voor de grondgolf vindt hij eenvoudige formules, waaruit het verschijnsel der groef-naaldresonantie volgt, alsmede het verlies aan hoge tonen.

Ten einde een overzichtelijker beeld van de fysische verschijnselen te verkrijgen, zullen wij hier de hogere harmonischen niet beschouwen. Wij kunnen dan volstaan met een sterk vereenvoudigde afleiding, waarbij men in het oog dient te houden dat deze theorie in extreme gevallen, die in de praktijk incidenteel wel eens kunnen voorkomen, niet meer geheel opgaat. De vereenvoudiging houdt ook in dat, waar wij in het onderstaande spreken over deformaties of indrukkingen, deze als zuiver elastisch zijn bedoeld, dus volgens de wet van Hooke. De zeer ingewikkelde verschijnselen die optreden bij plastische deformatie, zijn niet eenvoudig te beschrijven[5]).

Wij zullen de groeftaster hier uitsluitend bezien als een mechanisch systeem, waarvan wij alleen de beweging van de naaldpunt bestuderen; resonanties van het mechanische overdrachtssysteem en van het elektrische circuit blijven buiten beschouwing.

---

[1]) Heinrich Hertz, Gesammelte Werke, III. Die Prinzipien der Mechanik, J. A. Barth, Leipzig 1894; S. Timoshenko, Theory of elasticity, McGraw-Hill, New York 1934.

[2]) O. Kornei, On the playback loss in the reproduction of phonograph records, J. Soc. Mot. Pict. Engrs. **37**, 569-590, 1941.

[3]) F. G. Miller, Stylus-groove relations in phonograph records, dissertatie, Harvard 1950.

[4]) W. D. Lewis en F. V. Hunt, J. Acoust. Soc. Amer. **12**, 348-365, 1940-'41. Zie ook: J. A. Pierce en F. V. Hunt, J. Acoust. Soc. Amer. **10**, 14-28, 1938-'39.

[5]) F. V. Hunt, On stylus wear and surface noise in phonograph playback systems, J. Audio Eng. Soc. **3**, 2-18, jan. 1955.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De indrukkingen in de groefwanden

Alvorens nader in te gaan op de indrukkingen die de naald in de groefwanden maakt, willen wij een korte beschouwing wijden aan de geometrie van de groef en aan de krachten die de naald op de groefwanden uitoefent.

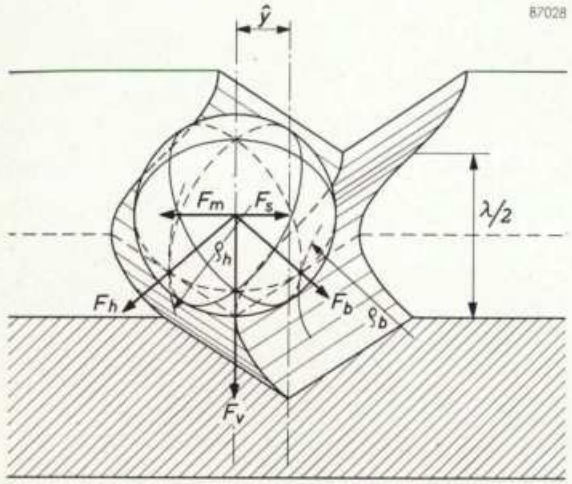


Fig. 1. De als bol getekende naaldpunt rust in een groef van een grammofoonplaat, bij een top van de geregistreerde sinusoïde. De wanden van de groef zijn oneindig stijf gedacht.

Wij onderstellen dat op de plaat een sinusvormig signaal is geregistreerd:

$$y = \hat{y} \sin \omega t,$$

waarbij de y-as is gekozen in het vlak van de plaat en loodrecht op de raaklijn aan de ongemoduleerde groef. Bij het spelen wordt de hoekfrequentie ω bepaald door de „golflengte" λ die in de plaat is geregistreerd, en door de lineaire snelheid V_g van de groef, volgens de relatie:

$$\omega = 2\pi \frac{V_g}{\lambda}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

In *fig. 1* is een gedeelte van zo'n sinusvormig gemoduleerde groef afgebeeld; de naaldpunt, voorgesteld door een bol, bevindt zich hier juist in een top van de sinus. Op deze plaats zijn de zijdelingse uitwijking en de versnelling het grootst, zodat ook de stijfheidskracht en de massakracht maximaal zullen zijn. Deze krachten, welke onderling tegengesteld gericht zijn, kunnen resp. worden voorgesteld door

$$\hat{F}_s = s\,\hat{y}_r \quad \text{en} \quad \hat{F}_m = m\,\omega^2 \hat{y}_r, \quad . \quad . \quad (2)$$

waarin s de stijfheid en m de effectieve massa aan de naaldpunt zijn; $\hat{y}_r$ is de amplitude van de werkelijke naaldbeweging y_r, welke in het algemeen van y afwijkt, zoals uit het vervolg zal blijken (index r van reëel, omdat de karakteristiek die $\hat{y}_r$ als functie van de frequentie voorstelt, de reële of werkelijke groeftasterkarakteristiek wordt genoemd; zie hieronder). $F_s - F_m$ is de totale zijdelingse kracht F_l op de naaldpunt (index l van lateraal).

Behalve deze zijdelingse kracht werkt op de naaldpunt nog een verticale kracht F_v, die bij verwaarlozing van het zg. knijpeffect [6]) als constant kan worden beschouwd.

In het voorgaande is de demping van de groeftaster nog niet vermeld. In het algemeen kunnen wij F_l als volgt schrijven [7]):

$$F_l = \left(s + r\frac{d}{dt} + m\frac{d^2}{dt^2}\right) y_r, \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

waarin r de demping van de groeftaster voorstelt. In *fig. 2* zijn de twee krachten F_l en F_v opnieuw getekend, met hun ontbondenen loodrecht op de groefwanden.

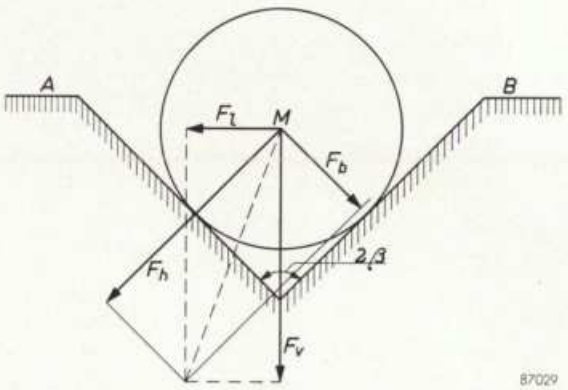


Fig. 2. Doorsnede door een vlak dat door het middelpunt M van de naaldpunt gaat, voor de situatie van fig. 1. Bij A is de holle, bij B de bolle zijde van de groefwand.

De groefhoek 2β is in de praktijk ten naaste bij 90°. Eenvoudigheidshalve nemen wij aan dat 2β exact 90° is. Dan volgt voor de krachten loodrecht op de groefwanden [8]):

$$\left.\begin{aligned} F_h &= \tfrac{1}{2}\sqrt{2}(F_v + F_l), \\ F_b &= \tfrac{1}{2}\sqrt{2}(F_v - F_l), \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

waarin index h betrekking heeft op de holle groefwand en b op de bolle. Deze krachten veroorzaken elastische indrukkingen in de groefwanden. De grootte van de indrukkingen wordt, behalve door deze krachten, bepaald door de aard van de materialen en door de krommingen van de oppervlakken. Het is gemakkelijk in te zien dat een naaldpunt met

[6]) Zie b.v. Philips techn. T. **13**, 91, 1951.

[7]) Gebruik makend van de complexe schrijfwijze, ziet men gemakkelijk in dat F_l niets anders voorstelt dan het produkt van de mechanische impedantie aan de naaldpunt en de snelheid $v = j\omega y_r$:

$$F_l = \left(\frac{s}{j\omega} + r + j\omega m\right) v. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3a)$$

[8]) In fig. 2 is F_l naar links getekend. De richting van F_l hangt natuurlijk af van de mechanische impedantie van de groeftaster en van de frequentie; zie verg. (3a) in noot [7]).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kleinere kromtestraal dieper in de groefwand zal dringen dan een met een grotere straal. Eveneens volgt uit eenvoudige overwegingen dat een naaldpunt met een bepaalde straal dieper zal indringen in de bolle zijde van de groef dan in de holle; in de laatste zal de naald immers over een grotere oppervlakte met de wand in contact zijn.

Dit alles wordt samengevat in de formule van Hertz, welke voor dit speciale geval de volgende vorm aanneemt:

$$a = \left\{(\tfrac{3}{4})^2 F^2 \left(\frac{1-\nu^2}{E}\right)^2 \frac{1}{R}\left(1 \pm \frac{R}{2\varrho}\right)\right\}^{\frac{1}{3}} \quad . \quad . \quad (5)$$

Hierin is a de diepte van de indrukking, F de kracht die de naald uitoefent loodrecht op de groefwand, E en ν de elasticiteitsmodulus resp. de constante van Poisson van het materiaal waaruit de grammofoonplaat bestaat (zowel voor schellak als voor kunsthars is ν ca. 0,35), R de afrondingsstraal van de naaldpunt, en ϱ de kromtestraal van de groefwand in een vlak onder een hoek β met het horizontale vlak. In (5) behoort het plusteken bij de bolle groefwand, het minteken bij de holle.

In de oorspronkelijke formule van Hertz komt ook een term voor met in de noemer de elasticiteitsmodulus van het materiaal waaruit de naald bestaat (tegenwoordig meestal saffier of diamant). Deze elasticiteitsmodulus is echter zoveel groter dan die van het plaatmateriaal dat deze term mag worden verwaarloosd; in vergelijking met de plaat kan de naald dus worden beschouwd als oneindig stijf. Globaal gelden voor E de volgende waarden:

Materiaal	E N/m²
kunsthars	3×10^9
schellak	6×10^9
saffier	500×10^9
diamant	900×10^9.

(Met kunsthars is hier bedoeld het copolymeer van vinylchloride en vinylacetaat dat voor grammofoonplaten wordt gebruikt [9].)

Indien in (5) F wordt vervangen door de waarden gegeven in (4), en de constante grootheden worden samengenomen, volgt daaruit voor de indrukkingen a_b en a_h aan de bolle resp. holle zijde:

$$a_{b,h} = \left\{(\tfrac{3}{4})^2 \left(\frac{F_v}{\sqrt{2}}\right)^2 \left(\frac{1-\nu^2}{E}\right)^2 \frac{1}{R}\right\}^{\frac{1}{3}} \left\{1 \mp \frac{F_l}{F_v}\right\}^{\frac{2}{3}} \left\{1 \pm \frac{R}{2\varrho}\right\}^{\frac{1}{3}} =$$

$$= a_0 \left\{1 \mp \frac{F_l}{F_v}\right\}^{\frac{2}{3}} \left\{1 \pm \frac{R}{2\varrho}\right\}^{\frac{1}{3}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

waarin a_0 de diepte van de indrukking in een ongemoduleerde groef voorstelt; immers, daar is $F_l = 0$ en $\varrho = \infty$.

[9]) Zie Philips techn. T. **17**, 40, 1955 (no. 2).

Uit (6) kunnen we de gevolgtrekking maken dat de indrukkingen minder diep worden als we E vergroten (in dit opzicht is schellak dus een gunstiger materiaal dan kunsthars), R vergroten of F_v verkleinen. Op de afhankelijkheid van F_l en ϱ komen wij later terug.

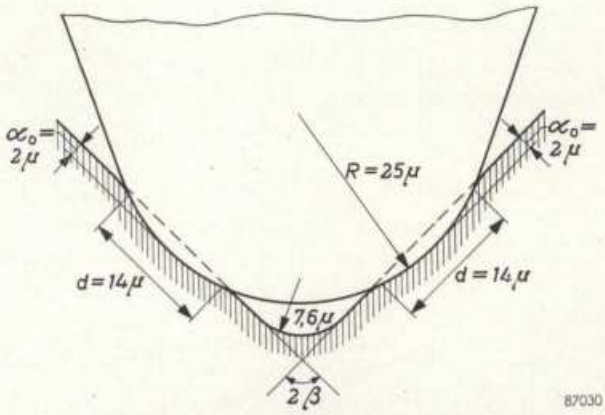


Fig. 3. Elastische indrukkingen die de naald maakt in de wanden van een ongemoduleerde groef, op schaal getekend voor een grammofoonplaat van kunsthars met $E = 3{,}3 \times 10^9$ N/m² en $\nu = 0{,}35$. Groefhoek $2\beta = 90°$. Tophoek van de naald 45°. Verticale kracht $F_v = 0{,}1$ N (≈ 10 g). Diepte a_0 van de indrukkingen is 2 μ, middellijn d is 14 μ.

Fig. 3 geeft voor een normaal in de praktijk voorkomende toestand een maatschets, waarin a_0 uit de waarden van F_v, E, λ en R is berekend. *Fig. 4* geeft een perspectivische voorstelling van de situatie.

Fig. 4. Foto van een perspectivische tekening, waarmee is getracht de statische situatie (naald in groef van stilstaande grammofoonplaat) te verduidelijken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Analyse van de naaldbeweging

De naaldbeweging kunnen we bestuderen aan de hand van het volgende gedachtenexperiment. De groeftaster rust in een stilstaande groef, b.v. in een top van de sinus, zoals in fig. 1. Aangezien de indrukking in de bolle groefwand dieper is dan die in de holle, is de horizontale projectie van de afstand van het midden van de aftastbol tot de nullijn niet $\hat{y}$, zoals het geval zou zijn als de groefwand oneindig stijf was (*fig. 5a*), maar kleiner, stel $\hat{y}_s$ (index s van statisch, omdat we hier de statische toestand met een constante verticale kracht, die de naalddruk veroorzaakt en ontbonden gedacht kan worden in twee componenten loodrecht op de groefwanden. Hoewel deze componenten even groot zijn, veroorzaken zij, als gevolg van de tegengestelde krommingen der wanden, indrukkingen van verschillende grootte (O_1 en O_2, fig. 5*b*). Als de plaat gaat draaien, komen er bovendien zijdelingse krachten in het geding. Stellen we ons voor dat de plaat langzaam op gang wordt gebracht en steeds sneller gaat draaien, en dat hij voorzien is van een sinusvormig signaal

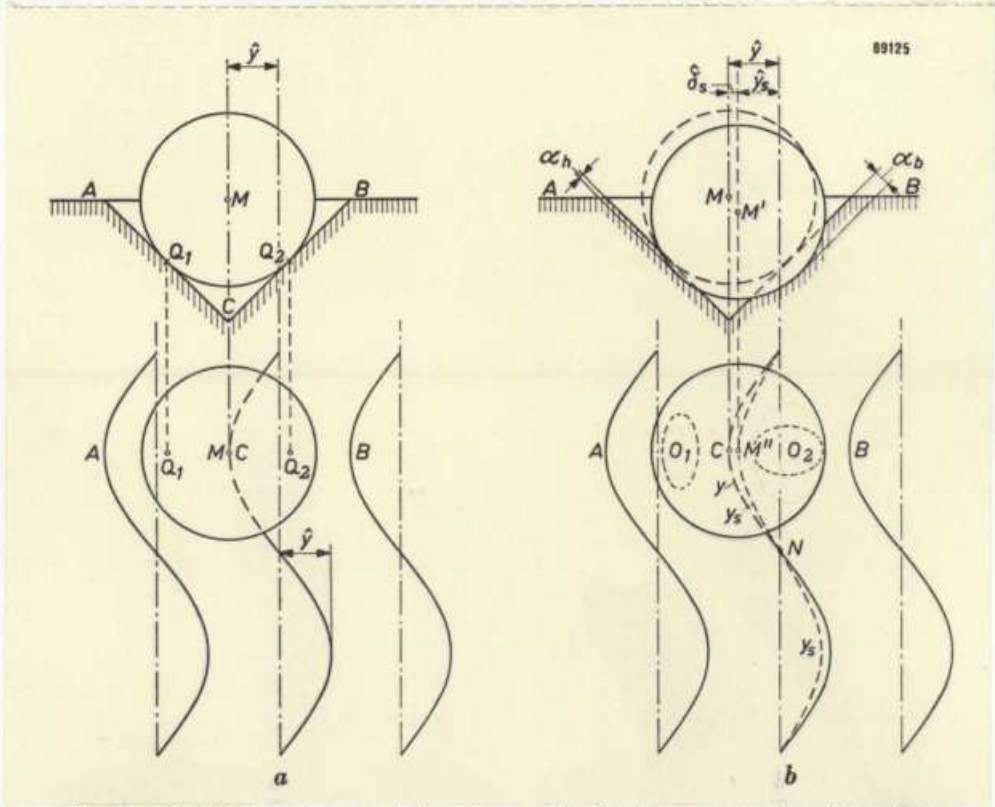


Fig. 5. *a*) Naald in groef met oneindig stijve wanden. Naald en groef raken elkaar slechts op twee punten, Q_1 en Q_2; geen horizontale verplaatsing van het middelpunt M van de naaldpunt.
b) Idem voor een groef met elastische wanden. Naald en groef hebben nu twee oppervlakken, O_1 en O_2, gemeen (duidelijkheidshalve overdreven groot getekend); O_2, aan de bolle zijde B van de groef, is groter dan O_1, daardoor verplaatst M zich naar M' over een afstand waarvan de horizontale projectie $CM'' = \hat{\delta}_s = \hat{y} - \hat{y}_s$ is in het geval dat de naald zich in een top van de sinusoïde bevindt. In plaats van de voorgeschreven sinusoïde y volgt de naald de kromme y_s, die een kleinere amplitude heeft.

beschouwen); zie fig. 5*b*. Staat de naald juist bij een nuldoorgang van de groef, dan zullen, daar de groef op deze plaats als recht kan worden beschouwd, de indrukkingen aan beide zijden even groot zijn, zodat hier de projectie van het middelpunt samenvalt met de nuldoorgang (punt N in fig. 5*b*). Zo voortgaande voor tussengelegen punten, vindt men een kromme als de met y_s gemerkte in fig. 5*b*. Er treedt dus een verlies aan uitwijking op; we noemen dit het statische aftastingsverlies. De amplitude $\hat{\delta}_s$ van dit verlies is $\hat{y} - \hat{y}_s$.

Zolang de plaat stilstaat, hebben we alleen te doen met constante golflengte; op grond van verg. (1) zal dan de frequentie geleidelijk toenemen. Zolang de frequentie nog laag is, zal de stijfheidskracht F_s de massakracht F_m overheersen en zal er, behalve het eerder genoemde statische verlies, nog een dynamisch aftastingsverlies optreden, δ_d. Het totale aftastingsverlies δ_t is de som van δ_d en δ_s.

Naarmate de frequentie stijgt, neemt F_m toe, totdat bij een bepaalde frequentie F_m gelijk wordt aan F_s, en δ_d dus nul wordt; het totale verlies is dan gelijk aan het statische aftastingsverlies. De

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

frequentie waarbij dit gebeurt, wordt de resonantiefrequentie van het groeftastersysteem genoemd. Er treedt hier dezelfde resonantie van de effectieve massa aan de naaldpunt en de stijfheid van het groeftastersysteem op als bij vrij in de lucht bewegende, niet in een groef lopende, naald. In de werkelijke groeftasterkarakteristiek komt deze resonantie niet tot uiting. Uit $F_m = F_s$ volgt (zie verg. 2): $s\hat{y}_r = \omega^2 m \hat{y}_r$, of $\omega = \sqrt{s/m}$. Deze resonantiefrequentie ligt bij de gangbare groeftasters tussen 1000 en 2000 Hz, d.i. veel lager dan de straks te behandelen groef-naaldresonantie, die wèl van invloed op de werkelijke karakteristiek is.

Bij frequenties boven de resonantiefrequentie van het groeftastersysteem zal F_m overheersen en zal het dynamische aftastingsverlies δ_d dus negatief worden, met andere woorden: het totale aftastingsverlies zal dan kleiner zijn dan het statische. Bij voldoend grote F_m (dus hoge frequentie en/of grote massa) kan zelfs het totale verlies negatief worden; er treedt dan versterking van het signaal op. Deze versterking is het grootst bij de frequentie waarbij de zoëven genoemde groef-naaldresonantie (groefwandstijfheid en naaldpuntmassa) optreedt — een resonantie dus waarop zowel het plaat- en het naaldmateriaal als de groef- en de naaldvorm alsook de verticale kracht van invloed zijn.

Resumerende, kunnen we zeggen dat er bij het spelen van een normale grammofoonplaat (met variërende golflengte, in tegenstelling met wat in het voorgaande gedachtenexperiment even werd ondersteld) twee tegengestelde effecten optreden: bij hoger wordende frequentie zullen enerzijds de kromtestralen kleiner worden en zal dus het statische verlies toenemen, en anderzijds zal de massakracht toenemen en daardoor het dynamische verlies kleiner worden. (Dit is ook direct te zien uit de tekens in (6).) Welk van de twee effecten zal overheersen, hangt af van verschillende omstandigheden en zal aan het slot worden besproken, nadat de twee genoemde effecten afzonderlijk zijn behandeld.

Het statische aftastingsverlies en de afsnijfrequentie

In het voorgaande is het statische aftastingsverlies δ_s gedefinieerd door $\delta_s = y - y_s$, waarin y het op de plaat geregistreerde signaal voorstelt en y_s de uitwijking van de naaldpunt. Het statische aftastingsverlies wordt groter naarmate de groefwanden sterker gekromd zijn. Bij een bepaalde kromtestraal is het verlies zelfs even groot als het oorspronkelijke signaal: $y = \delta_s$. Dan is $y_s = 0$, met andere woorden: de naaldpunt beschrijft dan als het ware een ongemoduleerd spoor en de groeftaster levert dus geen spanning meer.

Wij zullen dit geval berekenen voor een top van de sinus; daar immers zijn de indrukkingen het grootst en is de afleiding het eenvoudigst.

Tussen de absolute waarde $|\varrho|$ van de kromtestraal en de frequentie of de golflengte bestaat de volgende betrekking:

$$|\varrho| = \frac{V_g^2 \sqrt{2}}{\hat{y}\omega^2} = \frac{\sqrt{2}}{4\pi^2}\frac{\lambda^2}{\hat{y}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Voor de kromtestraal geldt in het algemeen, als x de coördinaat in de richting van de ongemoduleerde groef is:

$$\varrho = \frac{\left\{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right\}^{\frac{3}{2}}}{\frac{d^2y}{dx^2}}.$$

In een top is $dy/dx = 0$, dus $\varrho = 1/(d^2y/dx^2)$. Is $y = \hat{y} \sin \omega t = \hat{y} \sin (\omega x/V_g)$, dan is $d^2y/dx^2 = -\hat{y}\omega^2/V_g^2 = -4\pi^2\hat{y}/\lambda^2$. De factor $\sqrt{2}$ in (7) komt erbij omdat de kromtestraal hier wordt genomen in een vlak onder 45° met het horizontale vlak.

De frequentie en de golflengte behorend bij de kromtestraal waarbij de naald geen zijdelingse beweging meer uitvoert en het verlies dus even groot is als het oorspronkelijke signaal op de plaat, worden de afsnijfrequentie resp. afsnijgolflengte genoemd. Bij de afsnijfrequentie is F_l nul, aangezien de zijdelingse uitwijking nul is (zie ook verg. 3). Echter, om het statische aftastingsverlies te scheiden van de verschijnselen die ontstaan doordat er ook nog een zijdelingse kracht werkt en waardoor er dus ook nog een dynamisch aftastingsverlies optreedt, onderstellen wij hier dat F_l in het gehele frequentiegebied afwezig is. De formules (6) voor de indrukkingen nemen dan de volgende vereenvoudigde vorm aan:

$$a_b = a_0\left(1 + \frac{R}{2\varrho}\right)^{\frac{1}{3}},$$

$$a_h = a_0\left(1 - \frac{R}{2\varrho}\right)^{\frac{1}{3}}.$$

Nu is

$$\hat{\delta}_s = \frac{a_b - a_h}{\sqrt{2}} \approx \frac{a_0}{\sqrt{2}} \times \frac{2}{3} \times \frac{R}{2\varrho},$$

indien hogere machten van $R/2\varrho$ worden verwaarloosd. Met (7) en (1) wordt dit:

$$\hat{\delta}_s = \frac{a_0 R}{6 V_g^2}\omega^2\hat{y}.$$

Hieruit volgt:

$$\hat{y}_s = \hat{y} - \hat{\delta}_s = \hat{y}\left(1 - \frac{a_0 R}{6 V_g^2}\omega^2\right). \quad . \quad . \quad (8)$$

De afsnijfrequentie resp. afsnijgolflengte is de frequentie $f_{co} = \omega_{co}/2\pi$ resp. de golflengte λ_{co} (index

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

co van „cut-off") waarbij $\hat{y}_s$ nul is, dus

$$\omega_{co} = V_g \sqrt{\frac{6}{a_0 R}} \quad \text{en} \quad \lambda_{co} = \frac{2\pi V_g}{\omega_{co}} = 2\pi \sqrt{\frac{a_0 R}{6}}. \quad (9)$$

Voor $\hat{y}_s$ vinden we nu de volgende kwadratische functie van ω/ω_{co} resp. λ_{co}/λ:

$$\hat{y}_s = \hat{y}\left\{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_{co}}\right)^2\right\} = \hat{y}\left\{1 - \left(\frac{\lambda_{co}}{\lambda}\right)^2\right\}. \quad (10)$$

Deze functie is in *fig. 6* op logaritmische schaal afgebeeld.

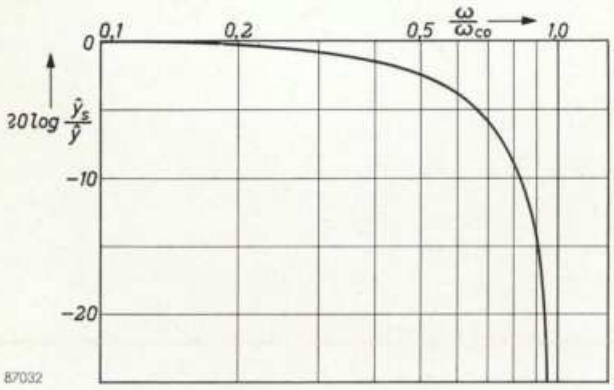


Fig. 6. De verhouding $\hat{y}_s/\hat{y} = 1 - (\omega/\omega_{co})^2$ als functie van ω/ω_{co} (statische karakteristiek, verg. 10); beide schalen logaritmisch.

Daar ω en ω_{co} in gelijke mate afhankelijk zijn van de groefsnelheid V_g (vgl. (1) en (9)), komt de invloed van deze snelheid in fig. 6 niet tot uitdrukking. Dat deze invloed groot is, kunnen wij gemakkelijk laten zien aan de hand van een getallenvoorbeeld. Nemen we $F_v = 0{,}1$ N ($\approx$ 10 gram), $E = 3{,}3 \times 10^9$ N/m², $\nu = 0{,}35$ en $R = 25 \times 10^{-6}$ m, dan volgt uit (6): $a_0 = 2 \times 10^{-6}$ m. Voor de afsnijgolflengte vinden wij nu: $\lambda_{co} = 2\pi\sqrt{(a_0 R)/6} = 18\ \mu$, en voor de afsnijfrequentie:

$$f_{co} = V_g/\lambda_{co} = 55\,000\ V_g \text{ Hz}, \quad . \quad . \quad (11)$$

als V_g is uitgedrukt in meter per sec. Aan de buitenkant van een 30 cm-plaat die met $33\frac{1}{3}$ omw/min loopt, is $V_g = 0{,}50$ m/s en f_{co} dus 27 500 Hz; aan de binnenkant echter is $V_g = 0{,}20$ m/s en f_{co} dus slechts 11 000 Hz. In de geschetste situatie is derhalve een weergave boven 11 000 Hz aan het einde van de plaat onmogelijk, terwijl beneden 11 000 Hz al een belangrijke verzwakking optreedt. (Deze laatste wordt min of meer gecompenseerd als het dynamische aftastingsverlies negatief wordt, maar boven de afsnijfrequentie kan men van dat verschijnsel niet profiteren.)

In *fig. 7* is 20 log $\hat{y}_s/\hat{y}$ weergegeven als functie van de groefsnelheid van een $33\frac{1}{3}$-toerenplaat onder de zoëven genoemde omstandigheden, met de frequentie als parameter (verg. 8). Hieruit blijkt duidelijk dat de hogetonenweergave aan de binnenkant van de plaat aanmerkelijk slechter is dan aan de buitenkant.

De dynamische groeftasterkarakteristiek, het dynamische aftastingsverlies en de resonantiefrequentie

Onder de dynamische groeftasterkarakteristiek wordt verstaan de karakteristiek van de groeftaster na eliminatie van het in het voorgaande behandelde statische aftastingsverlies (het dynamische aftastingsverlies is er dus wèl in begrepen).

De dynamische groeftasterkarakteristiek is op eenvoudige wijze af te leiden met behulp van het mechano-elektrische analogon [10]). In *fig. 8a* is een symbolische schets gegeven van het mechanische „circuit". Het signaal $\hat{y}$ sin ωt wordt via de

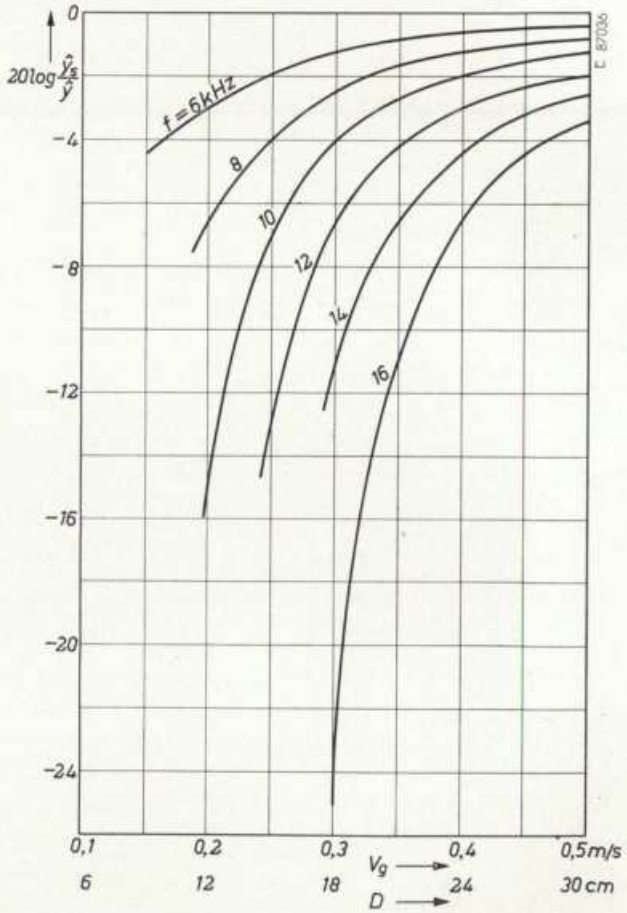


Fig. 7. $\hat{y}_s/\hat{y}$ op logaritmische schaal als functie van de diameter D van de groef, resp. als functie van de groefsnelheid V_g, voor een grammofoonplaat die $33^1/_3$ omw/min maakt. De frequentie f is de parameter van het stel krommen.

[10]) Voor de verklaring en het gebruik van het mechano-elektrische analogon wordt verwezen naar de uitgebreide literatuur op dit gebied, waarvan wij in het bijzonder willen aanbevelen: B. Gehlshøj, Electromechanical and electro-acoustical analogies, Ingenørvidenskabelige Skrifter (no. 1), Akad. tekn. Videnskaber, Kopenhagen 1947.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

elastische groefwand met stijfheid S overgebracht op de effectieve massa m aan de naaldpunt, waarvan we de uitwijking y_d (index d van dynamisch) willen leren kennen. s en r zijn weer de stijfheid resp. de demping van de groeftaster.

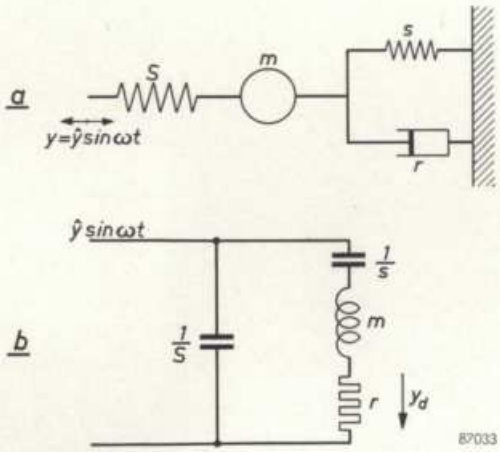


Fig. 8. *a*) Symbolische schets van het „mechanische circuit" van een groeftaster. m effectieve massa en s stijfheid aan de naaldpunt, r demping, S stijfheid van de groefwand. *b*) Elektrisch analogon van (*a*).

Het elektrische analogon van dit circuit is afgebeeld in fig. 8*b*. De beweging van de naaldpunt is uit dit schema eenvoudig te berekenen. Men vindt:

$$\hat{y}_d = \frac{\hat{y}}{\sqrt{\left(1 + \frac{s - m\omega^2}{S}\right)^2 + \left(\frac{\omega r}{S}\right)^2}}. \quad . \quad (12)$$

Voeren we de eigen hoekfrequentie van het systeem in:

$$\omega_0^2 = \frac{S + s}{m}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

en bedenken we dat s vele malen kleiner is dan S [11]), zodat $\omega_0^2 \approx S/m$, en definiëren we verder de relatieve dempingscoëfficiënt als

$$\varepsilon = \frac{r}{m\omega_0},$$

dan volgt ten slotte:

$$\hat{y}_d = \frac{\hat{y}}{\sqrt{\left\{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right\}^2 + \varepsilon^2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}}. \quad . \quad (14)$$

Deze formule stelt de dynamische groefkarakteristiek voor. Het verloop van $\hat{y}_d$ als functie van de frequentie bij verschillende waarden van de demping is te zien in *fig. 9*.

De frequentie waarvoor $\hat{y}_d$ de maximale waarde bereikt, heet de resonantiefrequentie $f_{res} = \omega_{res}/2\pi$. Deze frequentie volgt uit $d\hat{y}_d/d\omega = 0$. Voor ω_{res}^2 vindt men:

$$\omega_{res}^2 = \omega_0^2(1 - \tfrac{1}{2}\varepsilon^2) = \omega_0^2 - \frac{r^2}{2m^2}.$$

De aanwezigheid van demping maakt dus dat de resonantiefrequentie lager is dan de eigen frequentie; bij kleine demping echter is het verschil te verwaarlozen.

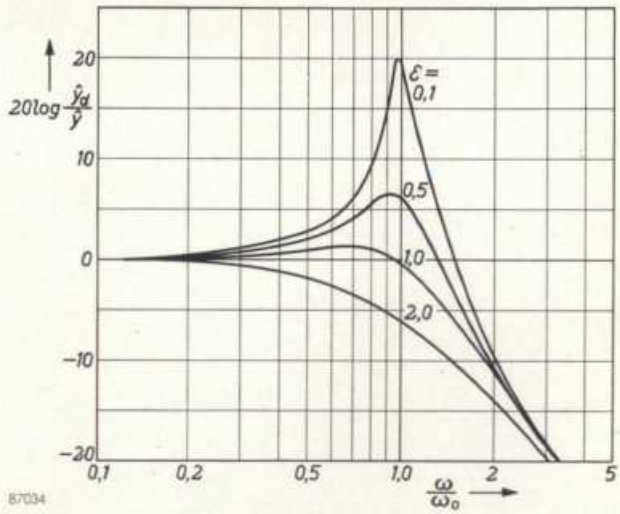


Fig. 9. Dynamische groeftasterkarakteristiek $\hat{y}_d = f(\omega/\omega_0)$, met de relatieve dempingscoëfficiënt ε als parameter (zie verg. 14). Als ε niet te groot is, treedt er een piek op, bij een frequentie (de resonantiefrequentie) die des te verder beneden de eigen frequentie $\omega_0/2\pi$ ligt naarmate de demping sterker is. Beide schalen logaritmisch.

In het voorgaande is de stijfheid S van de groefwand ingevoerd. De waarde van S is gemakkelijk in verband te brengen met F_v en a_0, indien we gebruik maken van een vereenvoudigde voorstelling [12]). Stel dat de naald zich in een ongemoduleerde groef bevindt en van buiten af wordt aangedreven door een zijdelingse kracht F_l. Voor de indrukkingsdiepten volgen nu uit (6) eenvoudige formules, daar $\varrho = \infty$ is, namelijk:

$$a_{b,h} = a_0\left(1 \mp \frac{F_l}{F_v}\right)^{\frac{2}{3}}.$$

Het verschil tussen het voorgeschreven en het afgetaste signaal, dus $y - y_d$, is wat wij in het voorgaande het dynamische aftastingsverlies δ_d hebben

[11]) Voor normale groeftasters geldt: $s = 0{,}02$ tot 1 kN/m, en voor de groefwand: $S = 40$ tot 80 kN/m (afhankelijk van het gebruikte materiaal, van de verticale kracht F_v en van de straal R van de naaldpunt).

[12]) Mathematisch is te bewijzen dat het hier verkregen resultaat gelijk is aan dat hetwelk men verkrijgt uit een berekening waarin de werkelijke omstandigheden zijn verdisconteerd.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

genoemd; $y_d = y - \delta_d$ is niets anders dan een vereenvoudigde schrijfwijze van (12). De grootte van het verlies δ_d volgt uit

$$\delta_d = \frac{a_b - a_h}{\sqrt{2}} \approx \frac{a_0}{\sqrt{2}} \times \frac{4}{3} \times \frac{F_l}{F_v},$$

indien hogere machten van F_l/F_v worden verwaarloosd. Wij definiëren de groefwandstijfheid S als de verhouding van de kracht F_l tot de door die kracht veroorzaakte verplaatsing δ_d bij aanwezigheid van de verticale kracht F_v, zodat we de laatste formule als volgt kunnen schrijven:

$$S = \frac{F_l}{\delta_d} = \frac{F_l}{\frac{a_0}{\sqrt{2}} \frac{4}{3} \frac{F_l}{F_v}} = \frac{3}{2} \frac{F_v}{a_0 \sqrt{2}}. \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Deze uitdrukking zullen wij aanstonds nodig hebben.

De werkelijke groeftasterkarakteristiek

De werkelijke groeftasterkarakteristiek geeft als functie van de frequentie de werkelijke naaldbeweging $\hat{y}_r$ weer. Ze wordt dus gevormd door combinatie van de dynamische groeftasterkarakteristiek en het statische aftastingsverlies.

De vergelijking van de werkelijke karakteristiek is als volgt af te leiden. We beschouwen nogmaals de uitdrukking (14) voor de dynamische karakteristiek en bedenken we daarbij dat in werkelijkheid ook met het statische verlies rekening moet worden gehouden, dus dat in (14) $\hat{y}$ moet worden vervangen door $\hat{y}_s$:

$$\hat{y}_r = \frac{\hat{y}_s}{\hat{y}} \times \hat{y}_d.$$

Deelt men dit nog door $\hat{y}$ en neemt men de logaritme, dan volgt:

$$\log \frac{\hat{y}_r}{\hat{y}} = \log \frac{\hat{y}_s}{\hat{y}} + \log \frac{\hat{y}_d}{\hat{y}}. \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Zet men de statische en de dynamische karakteristiek beide op een logaritmische schaal uit boven dezelfde frequentieschaal, dan krijgt men, zoals uit (16) blijkt, de werkelijke karakteristiek door de beide functies bij elkaar op te tellen. Uitgaande van de uitdrukking $y_d = y - \delta_d$, kunnen wij op analoge wijze de werkelijke karakteristiek verkrijgen door in de laatste formule y te vervangen door $y - \delta_s$. Er komt dan:

$$y_r = y - \delta_d - \delta_s = y - (\delta_d + \delta_s) = y - \delta_t,$$

waarin δ_t het totale verlies is.

In *fig. 10* zijn uitgezet $\log \hat{y}_d/\hat{y}$, $\log \hat{y}_s/\hat{y}$ en de som van deze beide, $\log \hat{y}_r/\hat{y}$, — links voor het geval $\omega_{co} > \omega_{res}$, rechts voor $\omega_{co} < \omega_{res}$. In het eerste geval wordt de door het statische verlies veroorzaakte daling beneden de resonantiefrequentie verkleind door de resonantiepiek in $\hat{y}_d$; er blijft in $\hat{y}_r$ een resonantiepiek bestaan, hoewel een minder geprononceerde dan in $\hat{y}_d$, terwijl het gedeelte voorbij de resonantiefrequentie veel steiler verloopt. In het tweede geval is de werkelijke karakteristiek praktisch gelijk aan de statische.

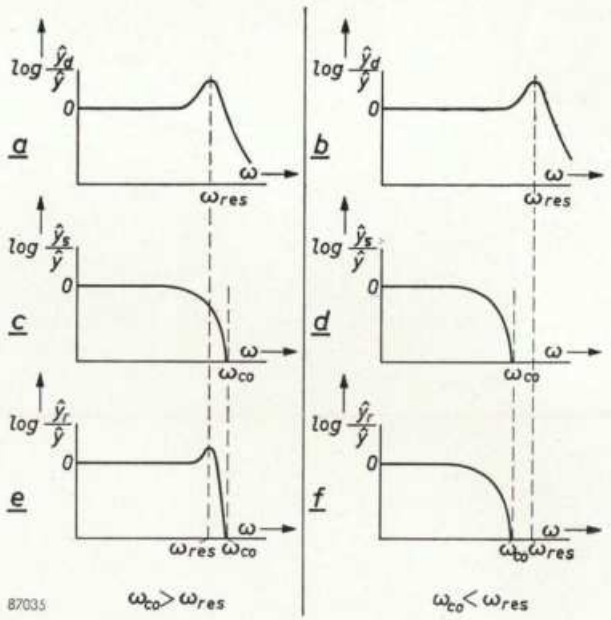


Fig. 10. *a*) en (*b*) dynamische karakteristieken $\log y_d/\hat{y}$, *c*) en (*d*) statische karakteristieken $\log \hat{y}_s/\hat{y}$, en (*e*) en (*f*) werkelijke karakteristieken $\log \hat{y}_r/\hat{y} = \log \hat{y}_d/\hat{y} + \log \hat{y}_s/\hat{y}$, links voor $\omega_{co} > \omega_{res}$, rechts voor $\omega_{co} < \omega_{res}$.

De invloed van de verschillende grootheden

Om de invloed van de verschillende in het voorgaande ingevoerde grootheden na te gaan, schrijven wij de formules (13) en (9) voor ω_0 resp. λ_{co} uit met behulp van de waarde voor a_0 zoals die blijkt uit (6); voor ω_0 maken wij gebruik van de benadering $\omega_0^2 \approx S/m$ en van (15). Wij vinden dan:

$$\left.\begin{aligned} \omega_0 &= \left\{ \frac{6}{\sqrt{2}} \frac{F_v R}{m^3} \frac{E^2}{(1-\nu^2)^2} \right\}^{\frac{1}{6}}, \\ \lambda_{co} &= \left\{ \frac{\pi^3}{\sqrt{12}} F_v R \frac{1-\nu^2}{E} \right\}^{\frac{1}{3}}. \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

ω_0 en λ_{co} zijn grootheden die bepaald worden door de fysische eigenschappen van de groeftaster, de materiaaleigenschappen van de grammofoonplaat en de verticale kracht F_v. Zij hangen dus niet af van de groefsnelheid en van de amplitude van het signaal. Voor een bepaalde groeftaster samen met een bepaalde grammofoonplaat zijn ω_0 en λ_{co} derhalve te beschouwen als systeemconstanten, die

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

alleen gevarieerd kunnen worden door F_v te veranderen. De afsnijfrequentie echter wordt, zoals eerder werd afgeleid, gegeven door de relatie $\omega_{co} = 2\pi V_g/\lambda_{co}$ en is dus recht evenredig met de groefsnelheid, d.w.z. in de buitenste groeven zal ω_{co} hoger zijn dan in de binnenste. Het zal dus mede van de plaats op de grammofoonplaat afhangen of ω_{co} groter dan wel kleiner dan ω_{res} zal zijn (in de meeste gevallen is ω_{res} praktisch gelijk aan ω_0).

Uit het bovenstaande kunnen wij de volgende conclusies trekken:

1) Verkleining van de effectieve massa m aan de naaldpunt heeft geen invloed op λ_{co}, maar verhoogt wel de eigen frequentie ω_0 en betekent dus een betere weergave van de hoge tonen, mits $\omega_0 < \omega_{co}$.
2) De stijfheid van de groeftaster komt in (17) niet voor en heeft dus noch op λ_{co} noch op ω_0 invloed. Dit geldt voor de hoge frequenties, die hier worden beschouwd; s is natuurlijk wèl van belang bij de lage frequenties.
3) De demping r van de groeftaster bepaalt de hoogte van de resonantiepiek, evenwel in samenwerking met de demping van het plaatmateriaal, welke laatste door de ingevoerde vereenvoudigingen hier niet tot uitdrukking komt.
4) Vergroting van de elasticiteitsmodulus E van het plaatmateriaal heeft zowel een verhoging van ω_0 als een verkleining van λ_{co} tot gevolg. Zoals al bij de bespreking van de indrukkingen werd opgemerkt, zal een plaat van schellak, waarvan E ongeveer dubbel zo groot is als van kunsthars, in dit opzicht gunstiger zijn dan een kunstharsplaat. Er zijn echter andere factoren, zoals de veel zwakkere ruis en de onbreekbaarheid, die maken dat kunsthars toch de voorkeur verdient; zie b.v. de in [6]) en [9]) aangehaalde artikelen.
5) De kromtestraal R van de naaldpunt bedraagt voor microgroefplaten 25 μ en voor macrogroefplaten 75 μ. De grotere waarde heeft een hogere ω_0 tot gevolg, echter ook een grotere λ_{co} en dus een groter statisch aftastingsverlies, indien in beide gevallen hetzelfde plaatmateriaal wordt gebruikt. Evenwel worden macrogroefplaten meestal vervaardigd van schellak, dat, zoals in het vorige punt al werd opgemerkt, een grotere elasticiteitsmodulus heeft dan kunsthars, zodat hierdoor het grotere verlies (wegens de grotere afrondingsstraal) gedeeltelijk wordt gecompenseerd. Volgens (17), waaruit we zien dat λ_{co} evenredig is met $(R/E)^{\frac{1}{3}}$, wordt bij schellak ($R = 75$ μ, $E = 6 \times 10^9$ N/m^2) de afsnijgolflengte λ_{co} een factor

$$\left(\frac{75}{25} \times \frac{3{,}3}{6}\right)^{\frac{1}{3}} = 1{,}18$$

groter dan voor kunsthars ($R = 25$ μ, $E = 3{,}3 \times 10^9$ N/m^2). Op de kleinste diameter (9,5 cm) van een 78-toerenplaat is de groefsnelheid V_g ca. 1,85 maal zo groot als op de kleinste diameter (12,5 cm) van een 33$\frac{1}{3}$-toerenplaat, zodat volgens (1) de afsnijfrequentie in het eerste geval een factor $1{,}85/1{,}18 \approx 1{,}6$ hoger is dan in het tweede geval.
6) De verticale kracht F_v, waarmee de naalddruk evenredig is, heeft, zoals uit de formules blijkt, eveneens invloed: vermindering van de naalddruk verkleint λ_{co} en daarmee het verlies, maar ω_0 wordt dan lager.

In een volgend artikel zal worden uiteengezet hoe de bovenstaande beschouwingen zijn toegepast bij het ontwerp van een nieuwe groeftaster.

Samenvatting. Als inleiding tot een artikel over een nieuwe groeftaster (grammofoonopnemer) wordt een beschouwing gegeven over de mechanica van het systeem groeftaster-grammofoonplaat. De naald (saffier, diamant), waarvan de bolvormige punt in de groef van de plaat rust, maakt elastische indrukkingen in de groefwanden. De indrukking in de bolle wand is dieper dan die in de holle. Dientengevolge treedt in de naaldbeweging een verlies op, het statische aftastingsverlies. Dit verlies is groter naarmate de groef sterker is gekromd, dus naarmate de frequentie hoger is, de amplitude groter en de naald zich dichter bij het middelpunt van de plaat bevindt. Bij een bepaalde frequentie — de afsnijfrequentie — is het verlies gelijk aan het geregistreerde signaal en voert de naaldpunt dus geen trilling meer uit; reeds ver beneden de afsnijfrequentie doet dit verlies zich gelden.

Een tweede effect — het dynamische aftastingsverlies — heeft eveneens het karakter van een verlies zolang de massakracht op de naaldpunt kleiner is dan de stijfheidskracht; dit is het geval bij frequenties beneden de resonantiefrequentie van het groeftastersysteem. Bij hogere frequenties wordt dit verlies negatief en werkt het dus tegengesteld aan het statische verlies. Het totale verlies (som van het statische en het dynamische) kan zelfs negatief worden. Kans hierop bestaat vooral in de buurt van de frequentie waarbij resonantie van de groefwandstijfheid en de effectieve massa aan de naaldpunt optreedt; de resonantiekromme van dit systeem heet de dynamische groeftasterkarakteristiek. Combinatie hiervan met de statische karakteristiek levert de werkelijke groeftasterkarakteristiek. Al naar gelang de afsnijfrequentie hoger of lager dan de laatstgenoemde resonantiefrequentie is, vertoont de werkelijke karakteristiek nog enigszins een piek, resp. geen piek. Tot slot wordt de invloed van verschillende parameters besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DE GYRATOR, EEN ELEKTRISCH NETWERKELEMENT

door B. D. H. TELLEGEN.

621.372.2

Vanouds vindt men in de techniek een tegenstelling tussen de meer wetenschappelijk en de meer praktisch ingestelde geest: de laatste vraagt naar direct bruikbare inzichten, terwijl de eerste zich op de grondslagen bezint en schijnbaar vanzelfsprekende zaken door een strenge beschouwing — die de prakticus misschien wel geneigd is overbodig te vinden — tot groter klaarheid en algemeenheid tracht te brengen. De vondst van de gyrator door Prof. Tellegen is een frappante illustratie van het nut dat de wetenschappelijke geesteshouding voor de techniek kan afwerpen: oorspronkelijk beschouwd als een theoretische mogelijkheid, die men volledigheidshalve moest erkennen, heeft de gyrator naderhand, min of meer verrassend, realiteit gekregen in de wereld der microgolven.

Elektrische netwerken bestaande uit een samenstel van weerstanden, spoelen en condensatoren, netwerkelementen genoemd, vinden in de techniek een ruime toepassing. Bij het gebruik van deze netwerken vindt een omzetting en uitwisseling van energie in en tussen de netwerkelementen plaats. In de weerstanden kan elektrische energie in warmte worden omgezet, in de spoelen en condensatoren kan energie worden opgehoopt en er later weer door worden afgegeven. Zulke netwerken zijn doorgaans voorzien van klemmenparen, waardoor ook energie-uitwisseling met de omgeving kan plaatsvinden.

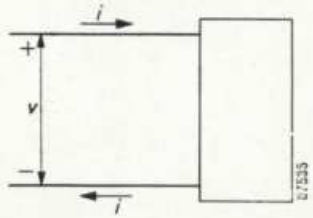


Fig. 1. Netwerk met één klemmenpaar.

Een klemmenpaar bestaat uit een paar geleiders waartussen een spanning met de ogenblikswaarde v kan staan en waardoor een stroom met de ogenblikswaarde i kan vloeien (*fig. 1*). De energie welke in de tijd dt via het klemmenpaar aan het netwerk wordt toegevoerd, bedraagt $iv\,\mathrm{d}t$; deze energie kan positief of negatief zijn. Het netwerk legt verbanden tussen de klemmenspanningen en de klemmenstromen, in aantal gelijk aan het aantal klemmenparen. Bestaat het netwerk b.v. uit één weerstand R, dan bezit het één klemmenpaar en luidt het verband: $v = Ri$.

Elektrische netwerken uit weerstanden, spoelen en condensatoren

In de techniek gebruikt men netwerken samengesteld uit weerstanden, spoelen en condensatoren om bepaalde doeleinden te bereiken. Voor de gebruiker wordt een netwerk in de eerste plaats gekenmerkt door de verbanden die het legt tussen de klemmenspanningen en de klemmenstromen. Zolang de gewenste verbanden tussen de klemmenspanningen en de klemmenstromen bestaan, is de bouw van het netwerk voor hem van secundaire betekenis. Het is daarom voor de technicus van groot belang te weten welke stellen verbanden tussen de klemmenspanningen en de klemmenstromen bij netwerken bestaande uit weerstanden, spoelen en condensatoren mogelijk zijn. De mogelijke stellen verbanden vormen een arsenaal waaruit hij kan kiezen.

Om te komen tot een volledig arsenaal van mogelijke stellen verbanden, sporen wij eerst enige algemene eigenschappen van de verbanden op en trachten wij daarna aan te tonen dat bij elk stel verbanden dat deze eigenschappen bezit, een netwerk samengesteld uit weerstanden, spoelen en condensatoren kan worden aangegeven waarvoor deze verbanden gelden. Wij kunnen dit ook uitdrukken door te zeggen dat wij nodige en voldoende voorwaarden trachten te vinden waaraan de stellen verbanden moeten voldoen, opdat deze verwezenlijkt kunnen worden met behulp van netwerken samengesteld uit weerstanden, spoelen en condensatoren.

Algemene eigenschappen van de verbanden zijn, dat deze bestaan uit lineaire differentiaalvergelijkingen tussen de klemmenspanningen en de klemmenstromen, en dat de coëfficiënten van deze vergelijkingen constant zijn, d.w.z. niet van de tijd afhangen doch alleen worden bepaald door de grootte van de elementen waaruit de netwerken zijn samengesteld. De netwerken bevatten voorts geen energiebronnen, ze zijn zg. passief. Hieruit zijn bepaalde eigenschappen van de coëfficiënten van de genoemde differentiaalvergelijkingen af te leiden. Laten wij als voorbeeld een netwerk met één klemmenpaar beschouwen waarvan de eigenschappen worden bepaald door een differentiaal-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vergelijking van de eerste orde, zodat dus geschreven kan worden:

$$a\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + bi = c\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} + dv, \quad . \; . \quad (1)$$

waarin a, b, c en d constanten zijn. Uit de passiviteit volgt nu dat a, b, c, d alle hetzelfde teken hebben.

Dit kan als volgt worden aangetoond. Sluiten wij het netwerk kort, d.w.z. stellen wij $v = 0$, dan wordt het verloop van de stroom bepaald door:

$$a\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}t} + bi = 0.$$

De oplossing van deze differentiaalvergelijking luidt:

$$i = C\,\mathrm{e}^{-\frac{b}{a}t},$$

waarin C een integratieconstante is. Uit de passiviteit volgt dat de stroom in het kortgesloten netwerk niet voortdurend kan toenemen, zodat a en b hetzelfde teken hebben. Door het open netwerk, dus met $i = 0$, te beschouwen, volgt op soortgelijke wijze dat c en d hetzelfde teken hebben.

Voor gelijkstroom en gelijkspanning vereenvoudigt verg. (1) zich tot

$$bi = dv,$$

zodat b/d de gelijkstroomweerstand van het netwerk voorstelt. Deze moet wegens de passiviteit positief zijn, dus hebben ook b en d hetzelfde teken.

Gemakshalve vatten wij de drie genoemde eigenschappen samen door te zeggen dat de stellen verbanden die netwerken bestaande uit weerstanden, spoelen en condensatoren kenmerken, lineair constant passief zijn. Voor zover het netwerken met één klemmenpaar betreft, zijn deze nodige eigenschappen ook voldoende, daar Brune hiervoor heeft aangetoond [1]) dat ieder lineair constant passief verband verwezenlijkt kan worden door een netwerk bestaande uit weerstanden, spoelen en condensatoren. In het bijzonder kan men b.v. aantonen dat elk verband van de vorm van verg. (1) verwezenlijkt kan worden door een netwerk bestaande uit twee weerstanden en een spoel (indien $a/c > b/d$), of bestaande uit twee weerstanden en een condensator (indien $a/c < b/d$), zoals in *fig. 2* is getekend.

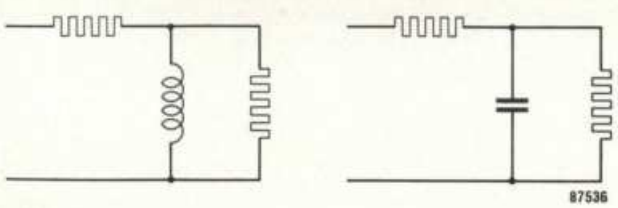


Fig. 2. Netwerken met één klemmenpaar en van de eerste orde.

[1]) O. Brune, J. Math. Phys. **10**, 191, 1931.

Voor ieder netwerk bestaande uit weerstanden, spoelen en condensatoren met meer dan één klemmenpaar geldt een stel verbanden dat, behalve het lineair, constant en passief zijn, nog de zg. reciprociteitseigenschap bezit. Om deze eigenschap tot uitdrukking te brengen, drukken wij bij zo'n netwerk met twee klemmenparen b.v. de beide klemmenspanningen uit in de beide klemmenstromen, waarbij het voor ons doel het gemakkelijkste

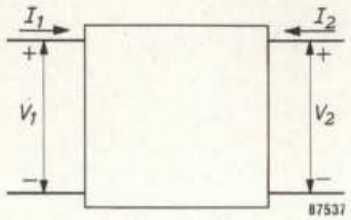


Fig. 3. Netwerk met twee klemmenparen.

is, deze betrekkingen niet voor de ogenblikswaarden maar in de complexe vorm op te schrijven. Wij krijgen dan:

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2, \\ V_2 &= Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2, \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \; . \quad (2)$$

waarin I_1, I_2, V_1, V_2 de complexe waarden van de klemmenstromen en klemmenspanningen voorstellen. Nemen wij de positieve zin van de stromen en spanningen aan zoals in *fig. 3* is aangegeven, dan kan worden aangetoond dat steeds geldt:

$$Z_{21} = Z_{12}. \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Drukken wij de stroom I_1 door het eerste klemmenpaar en de spanning V_2 op het tweede klemmenpaar uit in de beide andere klemmengrootheden, dan vinden wij uit verg. (2):

$$\left.\begin{aligned} I_1 &= \frac{1}{Z_{11}}V_1 - \frac{Z_{12}}{Z_{11}}I_2, \\ V_2 &= \frac{Z_{21}}{Z_{11}}V_1 + \frac{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}}{Z_{11}}I_2. \end{aligned}\right\} \quad . \; . \quad (4)$$

Hier is de coëfficiënt van V_1 in de tweede vergelijking tegengesteld gelijk aan de coëfficiënt van I_2 in de eerste vergelijking. De besproken betrekkingen tussen twee coëfficiënten in de vergelijkingen (2) en (4) worden met de naam van reciprociteitsbetrekkingen aangeduid.

Bayard en anderen hebben voor netwerken met meer dan één klemmenpaar aangetoond [2]) dat

[2]) M. Bayard, Bull. Soc. franç. Electr. **9**, 497, 1949; B. D. H. Tellegen, J. Math. Phys. **32**, 1, 1953, waarin verdere literatuurverwijzingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ieder stel lineaire constante passieve verbanden waarvoor de reciprociteitsbetrekkingen gelden, verwezenlijkt kan worden door een netwerk bestaande uit weerstanden, spoelen en condensatoren. De genoemde nodige eigenschappen van de stellen verbanden zijn dus ook voldoende, en daarmee is het arsenaal van alle mogelijke stellen verbanden welke verwezenlijkt kunnen worden door netwerken bestaande uit weerstanden, spoelen en condensatoren, geheel beschreven.

Lineaire constante passieve systemen

Het bereikte resultaat bevredigt ons, van technisch standpunt, toch niet geheel. Wij hebben nl. als uitgangspunt genomen de weerstanden, spoelen en condensatoren, die hun oorsprong hebben gevonden in de natuurkunde. De techniek heeft deze zonder meer aanvaard als elementen om er netwerken mee samen te stellen. Hierin zit iets willekeurigs en toevalligs. Moeten wij weerstanden, spoelen en condensatoren als bouwstenen van de netwerken beschouwen? En mocht het ons lukken op deze vraag een bevestigend antwoord te vinden, dan komt daarnaast de vraag op of er nog andere bouwstenen mogelijk zijn, die alleen niet in de natuurkunde naar voren zijn gekomen.

Om deze vragen te onderzoeken, kunnen wij niet van de netwerkelementen en de daarmee samen te stellen netwerken uitgaan, doch moeten wij van de andere kant beginnen: wij beschouwen fysische stelsels met klemmenparen („systemen") die uitsluitend worden gekenmerkt door stellen verbanden tussen de klemmenspanningen en de klemmenstromen, zonder dat wij ons over de bouw een voorstelling maken. Voor hetgeen volgt, willen wij ons beperken tot lineaire constante passieve systemen, waarmede wij bedoelen systemen gekenmerkt door stellen lineaire constante passieve verbanden. Wij zouden natuurlijk kunnen trachten ons minder beperkingen op te leggen, dus b.v. ook te beschouwen systemen welke energiebronnen bevatten (zg. actieve systemen, zoals versterkers), systemen gekenmerkt door lineaire vergelijkingen met variabele coëfficiënten (zg. variabele systemen) of systemen gekenmerkt door niet-lineaire vergelijkingen (zg. niet-lineaire systemen). Zulke systemen hebben echter eigenschappen welke sterk van die der in het voorgaande beschouwde netwerken afwijken en welke van ingewikkelder aard zijn. Wij willen deze dus buiten beschouwing laten.

Van de lineaire constante passieve systemen trachten wij nu de „eenvoudigste" op te sporen en wij willen daaraan, bij definitie, de naam netwerkelement geven. Wij willen pogen op deze wijze tot een stelsel netwerkelementen te komen dat de eigenschap heeft dat ieder lineair constant passief systeem verwezenlijkt kan worden door een netwerk bestaande uit deze netwerkelementen. Zo'n stelsel kunnen wij een compleet stelsel netwerkelementen noemen.

Om aan het begrip „eenvoudigste" inhoud te geven, moeten wij de systemen indelen. Wij zullen dit doen naar het aantal klemmenparen, naar de orde van de differentiaalvergelijkingen waardoor ze worden gekenmerkt, en naar het al of niet kunnen dissiperen, d.w.z. elektrische energie in warmte omzetten. Dit leidt ertoe te beginnen met het onderzoek van de systemen met één klemmenpaar, van de nulde orde en zonder dissipatie. Daarvoor is het toegevoerde vermogen op ieder ogenblik nul, $iv = 0$; dus òf $i = 0$, een open klemmenpaar, òf $v = 0$, een kortgesloten klemmenpaar, wat nog niet tot een netwerkelement leidt. Wegens de drie soorten indelingen van de systemen moeten wij als volgende stap drie klassen van systemen onderzoeken, nl. 1) de systemen met één klemmenpaar, van de nulde orde en met dissipatie, 2) de systemen met één klemmenpaar, van de eerste orde en zonder dissipatie, en 3) de systemen met twee klemmenparen, van de nulde orde en zonder dissipatie.

1) De systemen met één klemmenpaar, van de nulde orde en *met dissipatie*

Deze systemen worden gekenmerkt door een vergelijking van de gedaante

$$v = Ri, \quad R > 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Het positief zijn van R is een gevolg van de passiviteit, welke eist dat iv positief is.

2) De systemen met één klemmenpaar, van de *eerste orde* en zonder dissipatie

Systemen met één klemmenpaar en van de eerste orde worden gekenmerkt door een vergelijking van de gedaante (1). Men kan aantonen dat deze een systeem zonder dissipatie voorstelt, indien òf $b = 0$, $c = 0$, òf $a = 0$, $d = 0$ is. Er zijn derhalve twee soorten van deze systemen, nl. die gekenmerkt door een vergelijking van de gedaante

$$v = L\frac{di}{dt}, \quad L > 0, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

en die gekenmerkt door een vergelijking van de gedaante

$$i = C\frac{dv}{dt}, \quad C > 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Een en ander is als volgt aan te tonen. De impedantie van het systeem waarvoor (1) geldt, bedraagt

$$Z = \frac{j\omega a + b}{j\omega c + d}.$$

Opdat er geen dissipatie is, moet het reële deel van Z voor alle frequenties nul zijn. Dit leidt tot $ac = 0$ en $db = 0$. Daar $a = 0$, $b = 0$ leidt tot $Z = 0$, en $c = 0$, $d = 0$ tot $Z = \infty$, komen deze oplossingen niet in aanmerking. Dus moet òf $c = 0$, $b = 0$, òf $a = 0$, $d = 0$ zijn, wat leidt tot (6) resp. (7). Daar wegens de passiviteit a, b, c en d alle hetzelfde teken moeten hebben (zie hierboven), volgt verder dat $L = a/d$ en $C = c/b$ niet negatief kunnen zijn.

Alvorens de derde klasse van eenvoudigste systemen te onderzoeken, willen wij de drie gevonden systemen (5), (6) en (7) nader bezien. Zoals wij boven hebben opgemerkt, willen wij ze beschouwen als netwerkelementen. Deze worden dus gedefinieerd door vergelijkingen en niet door de fysische middelen om ze te verwezenlijken. Wij kunnen b.v. uit de vergelijking $v = L\,di/dt$ niet besluiten dat deze een „spoel" beschrijft. Een supergeleider leidt tot dezelfde vergelijking, indien wij de invloed van de massa van de geleidingselektronen in rekening brengen. De kinetische energie van de geleidingselektronen komt dan in de plaats van de magnetische energie van de spoel.

De gedefinieerde drie netwerkelementen zijn „ideale" netwerkelementen, die slechts bij benadering verwezenlijkt kunnen worden, b.v. (5) door een weerstand met geringe parasitaire capaciteit en zelfinductie, (6) door een spoel met geringe verliezen en parasitaire capaciteit, (7) door een condensator met geringe verliezen en parasitaire zelfinductie (dit is dan ook de reden waarom wij in die vergelijkingen de symbolen R, L, C hebben gebruikt).

Voor degene die de netwerkelementen gebruikt, is de wijze van verwezenlijking van secundaire betekenis. Voor hem zijn primair de uitwendige eigenschappen, bepaald door (5), (6) en (7), van belang. Dit komt overeen met wat wij boven voor de netwerken opmerkten, waarbij de gebruiker zich weinig voor de interne bouw interesseert.

3) De systemen met *twee klemmenparen*, van de nulde orde en zonder dissipatie

Voor deze systemen is het totale via de klemmenparen toegevoerde vermogen op ieder ogenblik nul, zodat geldt:

$$i_1 v_1 + i_2 v_2 = 0,$$

waarin i_1, i_2, v_1, v_2 de ogenblikswaarden van de klemmenstromen en klemmenspanningen voorstellen en de positieve zin van stromen en spanningen is aangenomen overeenkomstig met die in fig. 3. Dit leidt tot twee soorten van deze systemen, nl. die gekenmerkt door vergelijkingen van de gedaante

$$\left.\begin{aligned} i_1 &= -n i_2, \\ v_2 &= n v_1, \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

en die gekenmerkt door vergelijkingen van de gedaante

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= -s i_2, \\ v_2 &= s i_1. \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Dit is als volgt aan te tonen. Drukken wij voor een systeem met twee klemmenparen en van de nulde orde de beide klemmenspanningen uit in de beide klemmenstromen, dan kunnen wij de vergelijkingen schrijven als

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= a_{11} i_1 + a_{12} i_2, \\ v_2 &= a_{21} i_1 + a_{22} i_2. \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Hieruit volgt:

$$i_1 v_1 + i_2 v_2 = a_{11} i_1^2 + (a_{12} + a_{21})\, i_1 i_2 + a_{22} i_2^2. \quad \ldots \quad (11)$$

Opdat (10) een systeem zonder dissipatie voorstelt, moet (11) voor alle waarden van i_1 en i_2 nul zijn, dus $a_{11} = 0$, $a_{12} + a_{21} = 0$, $a_{22} = 0$, wat leidt tot (9).

Gaan wij uit van de vergelijkingen die i_1 en i_2 uitdrukken in v_1 en v_2, dan worden wij eveneens tot (9) geleid. Er zijn echter ook systemen denkbaar waarbij het niet mogelijk is v_1 en v_2 uit te drukken in i_1 en i_2, of omgekeerd. Dit is nl. het geval voor de systemen die gekenmerkt worden door een verband tussen i_1 en i_2 en een verband tussen v_1 en v_2, waarbij het dus onmogelijk is i_1 en i_2 of v_1 en v_2 als onafhankelijke variabelen te kiezen. Om deze systemen te onderzoeken, kunnen wij b.v. in plaats van (10) als uitgangspunt nemen de vergelijkingen welke i_1 en v_2 uitdrukken in v_1 en i_2, of omgekeerd. Op overeenkomstige wijze als boven worden wij dan tot (8) geleid.

De gevonden systemen (8) en (9) beschouwen wij als twee verdere netwerkelementen. Het systeem (8) draagt de naam ideale transformator, voor het systeem (9) hebben wij de naam ideale gyrator voorgesteld [3]). Over deze systemen zijn soortgelijke opmerkingen te maken als boven over (5), (6) en (7).

De ideale transformator kan worden benaderd door twee sterk met elkaar gekoppelde spoelen zonder verliezen en met grote zelfinducties. Het begrip is op deze wijze in de netwerktheorie ontstaan. De thans gevolgde weg tot de ideale transformator maakt duidelijk waarom wij deze als een afzonderlijk netwerkelement moeten beschouwen en legt er de nadruk op dat wij deze als door (8) gedefinieerd moeten opvatten. Uit wat wij naar aanleiding van de vergelijkingen (4) opmerkten over de reciprociteit, blijkt dat de ideale transformator deze eigenschap bezit. De ideale gyrator bezit de reciprociteitseigenschap niet, wat blijkt door (9) te vergelijken met (2) en (3). Het is daardoor niet mogelijk

[3]) B. D. H. Tellegen, Philips Res. Rep. **3**, 81, 1948; T. Ned. Radiogenootschap **13**, 72, 1948.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze te benaderen door een samenstel van weerstanden, spoelen en condensatoren, omdat zo'n samenstel, zoals wij boven hebben gezien, steeds de reciprociteitseigenschap bezit. Om de gyrator te verwezenlijken, zijn andere fysische middelen nodig. In een ander artikel in dit tijdschrift [4]) zal worden getoond dat dit o.a. mogelijk is door gebruik te maken van de zg. gyromagnetische effecten in ferromagnetische materialen.

De toevoeging van de gyrator aan het stelsel der netwerkelementen verruimt het arsenaal der mogelijke stellen verbanden tussen de klemmenspanningen en de klemmenstromen. Dat wij tot deze verruiming zijn gekomen, vindt zijn oorsprong in het feit dat wij de lineaire constante passieve systemen als uitgangspunt hebben gekozen, zonder dat wij hieraan de beperking hebben opgelegd van de reciprociteitseigenschap. Het systeem (9), dat een lineair constant passief systeem voorstelt dat de reciprociteitseigenschap mist, toont aan dat de reciprociteit geen gevolg is van lineariteit, constantheid en passiviteit, en dat het aanvaarden van de reciprociteit als uitgangspunt dus inderdaad een beperking van de mogelijkheden inhoudt.

Enkele eigenschappen van de gyrator

De ideale gyrator heeft de eigenschap dat hij een stroom in een spanning „gyreert", en omgekeerd. De coëfficiënt s, die de dimensie van een weerstand heeft, noemen wij de gyratieweerstand, terwijl wij $1/s$ de gyratiegeleiding noemen. In schema's zullen wij de gyrator voorstellen door het symbool van *fig. 4*.

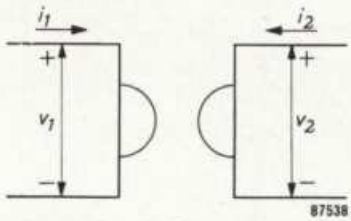


Fig. 4. Symbool voor de gyrator.

De volgende eigenschappen van de ideale gyrator kunnen gemakkelijk uit (9) worden afgeleid.

Laten wij de secundaire klemmen open, $i_2 = 0$, dan worden de primaire klemmen kortgesloten, $v_1 = 0$, en omgekeerd. Verbinden wij de secundaire klemmen door een zelfinductie L of capaciteit C, dan vinden wij tussen de primaire klemmen een capaciteit $C = L/s^2$, resp. zelfinductie $L = s^2C$. Algemeen, verbinden wij de secundaire klemmen door een impedantie Z, dan vinden wij tussen de primaire klemmen een impedantie s^2/Z. Een impedantie Z in serie met of parallel aan de secundaire klemmen komt overeen met een impedantie s^2/Z parallel aan, resp. in serie met de primaire klemmen (*fig. 5*).

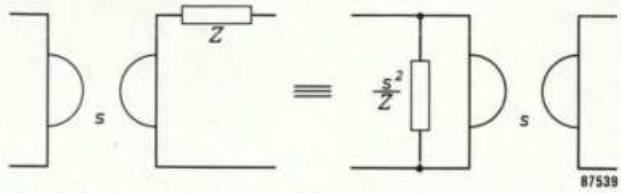


Fig. 5. Een impedantie in serie met een klemmenpaar van een ideale gyrator komt overeen met een andere impedantie parallel aan het andere klemmenpaar.

Twee ideale gyratoren in cascade vormen een ideale transformator; een ideale gyrator en een ideale transformator in cascade vormen een andere ideale gyrator.

Door de gyrator te combineren met een weerstand op de wijze zoals in *fig. 6a* is getekend, komen wij tot een systeem waarvoor geldt:

$$\left.\begin{aligned} v_1 &= Ri_1 + (R-s)i_2, \\ v_2 &= (R+s)i_1 + Ri_2. \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Een primaire stroom i_1 doet dus aan de secundaire klemmen een spanningscomponent $(R+s)i_1$ ontstaan, een secundaire stroom i_2 doet aan de primaire klemmen een spanningscomponent $(R-s)i_2$ ontstaan. Is $R=s$, dan is deze laatste component nul, zodat de primaire spanning dan onafhankelijk is van de secundaire stroom en alleen afhangt van de primaire stroom. Wij kunnen dan zeggen dat het systeem in de richting van de secundaire naar de primaire klemmen niet „doorlaat" en dat het alleen in de richting van de primaire naar de secundaire klemmen werkt. Soortgelijke

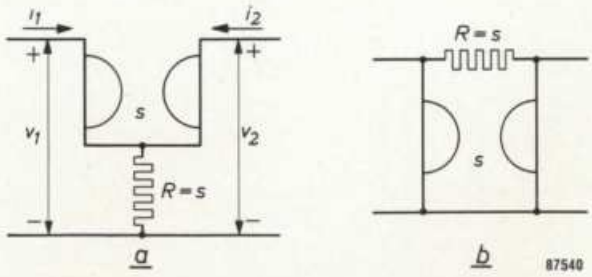


Fig. 6. Netwerken die slechts in één richting werken.

eigenschappen heeft het systeem van fig. 6*b*, wat het eenvoudigst is aan te tonen door daarvoor de vergelijkingen op te schrijven welke de klemmenstromen uitdrukken in de klemmenspanningen.

[4]) H. G. Beljers, Toepassing van ferroxcube voor niet-reciproke golfgeleiders, Philips techn. T., verschijnt binnenkort.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Aan de gevonden vijf ideale lineaire constante passieve netwerkelementen behoeven geen andere te worden toegevoegd. Oono en Yasuura hebben nl. aangetoond [5]) dat ieder lineair constant passief systeem kan worden verwezenlijkt door een netwerk samengesteld uit deze vijf netwerkelementen. Op grond daarvan kunnen wij zeggen dat het stelsel van de vijf ideale netwerkelementen compleet is.

[5]) Y. Oono en K. Yasuura, Mem. Fac. Engng., Kyushu Univ. **14**, 124, 1954; ook in Ann. Télécomm. **9**, 73, 109, 1954.

Samenvatting. De schrijver beschouwt eerst het geheel der elektrische netwerken, met één of meer klemmenparen, die men kan opbouwen uit de klassieke netwerkelementen: weerstanden, spoelen, condensatoren. Het stel verbanden tussen de klemmenspanningen en klemmenstromen dat door zulk een netwerk wordt gelegd, heeft eigenschappen die beantwoorden aan het lineair, constant en passief zijn der netwerken, en het bezit bovendien de reciprociteitseigenschap. Men heeft aangetoond dat omgekeerd deze eigenschappen voldoende zijn om aan een stel verbanden altijd een netwerk te doen beantwoorden. De schrijver heeft nu deze gedachtengang omgekeerd en de vraag gesteld, welke (ideale) „netwerkelementen" men moet invoeren om daarmee alle lineaire constante passieve systemen te kunnen verwezenlijken. Voor het vooropstellen van de reciprociteitseigenschap bestaat geen reden. Op eenvoudige wijze ziet men dan in, dat naast de „oude" elementen: weerstand, spoel, condensator, alsmede de „ideale transformator", óók als netwerkelement dient te worden ingevoerd een nieuw, fysisch niet voor de hand liggend, element, dat de schrijver de „ideale gyrator" heeft gedoopt. Netwerken die dit element bevatten, missen in het algemeen de reciprociteitseigenschap. Enkele eigenschappen van de gyrator worden opgesomd.

LEVITATIE DOOR MAGNETOSTATISCHE VELDEN

531.51:538.12

Het vrij doen zweven („levitatie") van aardse voorwerpen is een probleem dat reeds eeuwen de fantasie van onderzoekers geprikkeld heeft. Een oplossing voor dit probleem kan ook praktisch van belang zijn, b.v. voor het opheffen der wrijvingskrachten bij een draaiing of een horizontale verplaatsing, of voor het vermijden van chemische reacties tussen het voorwerp en zijn omgeving. Met dit praktische belang voor ogen, kunnen we de rol die de levitatie in magie, spiritisme en parapsychologie [1]) speelt, hier gevoegelijk onbesproken laten: wij willen ons beperken tot enige opmerkingen over de fysische verwezenlijking, en in het bijzonder tot de beschrijving van enige leerzame proeven op dit gebied.

Fysisch komt het probleem erop neer, de op een lichaam werkende zwaartekracht te compenseren, en wel zodanig dat het lichaam ten opzichte van de aarde, zonder dat enig contact hiermee nodig is, in stabiel evenwicht verkeert. Het meest spreekt tot de verbeelding die oplossing waarbij de compenserende krachten in het lichaam zelf worden opgewekt als reactiekrachten, volgens het vuurpijlprincipe. Hierop berusten het „vliegende platform" en het verticaal landende vliegtuig, toestellen waarover men de laatste tijd berichten heeft kunnen lezen. Het bijzondere van de vuurpijloplossing is, dat men hiermee een lichaam op willekeurige afstand van de aarde in zwevende toestand kan houden. Er is echter per kg gewicht van het lichaam een zeer groot vermogen voor nodig, zelfs zo groot, dat men de levitatie met behulp van conventionele brandstoffen slechts gedurende enige minuten kan handhaven. Bij gebruik van kernenergie zou de maximaal bereikbare duur, zoals men berekenen kan, ongeveer 250 dagen bedragen [2]).

Compenseert men de op een lichaam werkende zwaartekracht door krachten van buitenaf, b.v. uitgeoefend door elektrische of magnetische velden, dan is levitatie slechts mogelijk op relatief geringe afstand van de, zelf aan de aarde gekluisterde, voorzieningen voor het opwekken van die velden. In deze gevallen kan men echter met veel geringere vermogens uitkomen en de levitatie onbeperkt handhaven. We vermelden hier een spectaculaire proef, die in 1939 werd gedaan en waarbij men een elektrische geleider in de vorm van een aluminiumschotel, met een diameter van enkele decimeters, vrij liet zweven in een magnetisch wisselveld, opgewekt door een speciale magneet die gevoed werd met wisselstroom uit het net [3]). De zwaartekracht wordt hierbij gecompenseerd door de Lorentz-kracht die door het magnetische veld op de in de geleider bewegende elektronen wordt uitgeoefend. Een analoge opstelling is enige jaren geleden toegepast om metalen in vacuüm en zonder enige aanraking met een kroeswand te smelten [4]) — een methode, waarvoor misschien een grote toekomst is weggelegd.

[1]) Zie b.v. W. H. C. Tenhaeff, Inleiding tot de parapsychologie, Bijleveld, Utrecht 1952, blz. 125-126.

[2]) Voor deze berekening, en in het algemeen voor een overzicht van theoretische en praktische mogelijkheden van levitatie, zij verwezen naar: A. H. Boerdijk, Technical aspects of levitation, Philips Res. Rep. **11**, 45-56, 1956 (no. 1).

[3]) B. D. Bedford, L. H. B. Peer en L. Tonks, Gen. El. Rev. **42**, 246-247, 1939.

[4]) E. C. Okress, D. M. Wroughton, G. Comenetz, P. H. Brace en J. C. R. Kelly, J. appl. Phys. **23**, 545-552, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Essentieel is bij de genoemde proeven dat het evenwicht van het zwevende lichaam inderdaad stabiel blijkt te zijn. Dit is volgens een bekende stelling, het zg. theorema van Earnshaw, nooit het geval als men tracht een magnetisch lichaam vrij, zonder enig contact met de omgeving, te doen zweven in een constant magnetisch veld [5]).

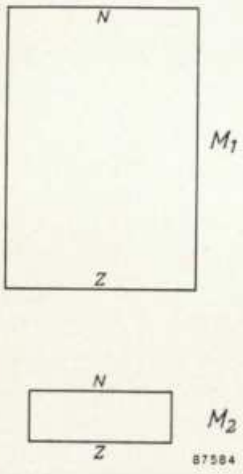


Fig. 1

Heel eenvoudig is dit te zien voor het geval dat men een kleine permanente magneet M_2 verticaal onder een grote permanente magneet M_1 plaatst, zodanig dat de zwaartekracht op M_2 gecompenseerd is (*fig. 1*). Bij een geringe verplaatsing van M_2 naar boven wordt de aantrekkingskracht groter en de magneet M_2 stijgt verder, tot hij tegen M_1 aan ligt; bij een geringe verplaatsing naar beneden wordt de aantrekkingskracht op M_2 geringer en M_2 valt naar beneden. Men kan echter de labiliteit in stabiliteit doen verkeren, indien men voor M_1 een elektromagneet neemt waarvan de bekrachtiging automatisch geregeld wordt afhankelijk van de plaats van M_2. Een fraaie oplossing werd verkregen door de plaats van M_2 de grootte van een capaciteit te laten beïnvloeden en de capaciteitsverandering te laten werken op de bekrachtiging. Op deze wijze heeft men in een proefopstelling een lichaam met een massa van 210 kg vrij laten zweven [6]).

In het laatstbeschreven geval was het nodige vermogen opmerkelijk gering: het bedroeg slechts 1,3 W/kg. Men kan echter ook levitatie door een magnetostatisch veld bewerkstelligen zonder enig verbruik van energie. Het aangehaalde theorema van Earnshaw, volgens hetwelk een zwevend magnetisch lichaam in een magnetostatisch veld niet in stabiel evenwicht kan zijn, geldt nl. niet wanneer men stoffen toepast waarvoor de relatieve magnetische permeabiliteit μ_r kleiner is dan 1; dit is aangetoond door Braunbek [7]). Keren wij terug tot de opstelling van fig. 1, dan blijkt het dan ook mogelijk te zijn het evenwicht van het permanente magneetje M_2 te stabiliseren door dicht eronder een diamagnetisch lichaam G te plaatsen (*fig. 2*). Dit oefent een afstotende, dus naar boven gerichte, kracht op M_2 uit. Daalt nu M_2 iets vanuit de evenwichtsstand, dan is (bij geschikte dimensionering, o.a. als M_2 klein genoeg is ten opzichte van M_1) de toeneming van de afstotende kracht, door G uitgeoefend, groter dan de afneming van de aantrekkende kracht, door M_1 uitgeoefend: M_2 wordt dus naar de evenwichtsstand teruggevoerd. Analoog gaat het bij een geringe stijging van M_2. Voor horizontale verplaatsingen van M_2 was het evenwicht reeds zonder het diamagnetisch lichaam stabiel, en hieraan verandert niets door de toevoeging van het diamagnetisch lichaam, mits dit maar uitgestrekt genoeg is.

Wij hebben de geschetste opstelling gerealiseerd met een staafmagneet M_1 van „Ticonal", 30 cm lang en 3 cm dik, en een lichaam G uit grafiet van grote zuiverheid, waarvoor $\mu_r = 0{,}9999$. (Dit is zowat de sterkste mate van diamagnetisme die men bij de in aanmerking komende — vaste — stoffen vindt, bij normale temperatuur.) Het hiermede zwevend gehouden magneetje M_2 bestond uit een cilindrisch plaatje ferroxdure met een diameter van 1 mm en 0,3 mm dik.

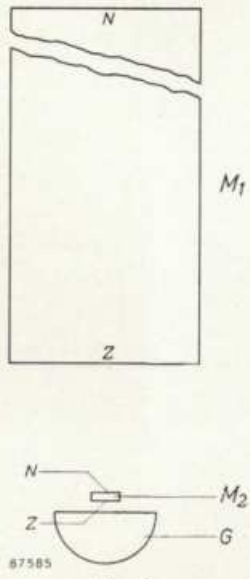


Fig. 2

Bij gebruik van diamagnetische stoffen is het mogelijk ook in andere opstellingen levitatie te verwezenlijken. Braunbek zelf heeft een stukje grafiet van 75 milligram vrij laten zweven tussen geschikt gevormde polen van een elektromagneet met een veldsterkte tussen de polen van circa $1{,}8 \times 10^6$ A/m (23 000 oersted). Deze zeer grote veldsterkte had hij nodig omdat de levitatie berust op een inhomogeniteit van het veld, die groter moet zijn naarmate μ_r minder van 1 afwijkt, en die zich moet uitstrekken over een afstand vergelijkbaar met de afmetingen van het zwevende lichaam.

---

[5]) S. Earnshaw, Trans. Cambr. Phil. Soc. **7**, 97-112, 1842. Zie ook: J. C. Maxwell, A treatise on electricity and magnetism, Clarendon, Oxford 1873, dl. 1, blz. 139-141; G. J. Elias, Theorie van het elektromagnetische veld, Noordhoff, Groningen 1946, dl. 1, blz. 104.

[6]) H. Kemper, E.T.Z. **59**, 391-395, 1938.

[7]) W. Braunbek, Z. Physik **112**, 753-763, 1939; ibid. **112**, 764-769, 1939.

Op een volume-elementje dV van de stof met $\mu_r < 1$ oefent een veld H een kracht

$$-\tfrac{1}{2}\mu_0 (1-\mu_r)\frac{\partial H^2}{\partial z}\,dV$$

uit in verticaal opwaartse richting z (μ_0 is de permeabiliteit van het vacuüm). Opdat deze kracht het gewicht $\varrho g\,dV$ kan compenseren (ϱ is de dichtheid, g de versnelling door de zwaarte-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kracht), moet

$$\frac{\partial H^2}{\partial z} = -\frac{2g}{\mu_0}\frac{\varrho}{1-\mu_r}. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

De karakteristieke materiaalconstante $\varrho/(1-\mu_r)$ is voor grafiet $2{,}3\times10^7$ kg/m³; voor de meeste andere diamagnetische stoffen is zij nog veel groter. Voor de levitatie van grafiet moet het magneetveld derhalve dusdanig inhomogeen zijn dat

$$\frac{\partial H^2}{\partial z} = 3{,}6\times10^{14}\ \mathrm{A^2/m^3}\ (\approx 5{,}7\times10^8\ \mathrm{Oe^2/cm}).$$

De zeer grote vereiste veldsterkte kon Braunbek slechts met een elektromagneet opwekken, zodat hij voor de levitatie toch energie nodig had, en wel een vermogen van liefst 7 MW/kg. Door een dimensiebeschouwing kan men echter aantonen dat, indien een zeker magnetisch circuit op kleinere schaal wordt uitgevoerd, de maximale waarde van H die nodig is om een gegeven inhomogeniteit $(\partial H^2/\partial z)$ te verkrijgen, afneemt met de vierkantswortel uit de schaalfactor. Zo konden wij het experiment van Braunbek, met verkleinde afmetingen, herhalen met behulp van een permanente magneet, zoals *fig. 3* laat zien.

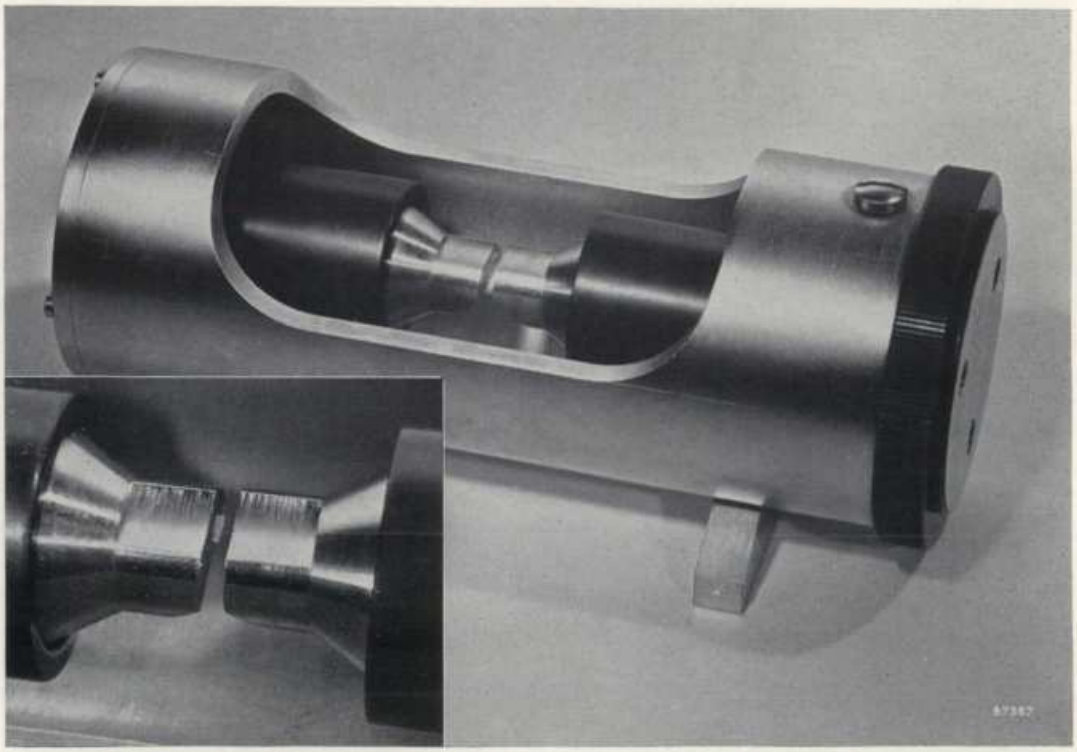


Fig. 3.

Behalve diamagnetische materialen is er nog een andere groep stoffen waarvoor $\mu_r < 1$, nl. de supergeleiders, met $\mu_r = 0$. Daar hierbij een veel geringere inhomogeniteit van het „leviterende" magnetische veld voldoende is (zie verg. 1), zou men in een opstelling als in fig. 3 een veel groter, supergeleidend, lichaam met behulp van een veel zwakkere magneet kunnen laten zweven.

Werkt men met supergeleiders, dan kan men ook met een omkering van de laatstbeschreven opstelling een heel sprekend resultaat bereiken: men kan een permanente magneet vrij laten zweven boven een schotelvormig supergeleidend lichaam [8]). Men begrijpt deze proef het eenvoudigst als men eerst denkt aan het geval van twee boven elkaar geplaatste en

Fig. 4.

elkaar afstotende schijfjes van ferroxdure, gemagnetiseerd loodrecht op hun vlak (*fig. 4a*). Houden we de onderste schijf vast, dan is de bovenste op een bepaalde hoogte zwevend in evenwicht, maar het evenwicht is alleen voor verticale verplaatsingen stabiel, het kan nooit tevens stabiel zijn voor horizontale verplaatsingen (theorema van Earnshaw!).

Nemen we nu de onderste magnetische schijf weg en vullen we de ruimte onder het vroegere symmetrievlak met een supergeleider (fig. 4*b*), dan

[8]) De proef, waarbij de magneet ca. 1 g woog en waarbij schotel en magneetje zich in een Dewar-vat boven vloeibaar helium bevonden, is beschreven door V. Arkadiev, Nature **160**, 2, 330, 1947. De schotelvorm wordt gekozen om in horizontale richting geen indifferent doch een stabiel evenwicht te verkrijgen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

werkt op de overgebleven magneetschijf precies dezelfde verticale kracht als voordien. Het magnetische veld boven de supergeleider kan nl. worden beschreven als de som van het veld van de overgebleven magneet en dat van zijn spiegelbeeld ten opzichte van het oppervlak van de supergeleider [9]). De magneet blijft dus boven de supergeleider zweven, maar het verschil met fig. 4*a* is, dat nu het spiegelbeeld steeds verticaal onder de magneet blijft, zodat de labiliteit van het evenwicht voor horizontale bewegingen is opgeheven.

[9]) Volledigheidshalve moge er nog op worden gewezen dat het aanbrengen van een stof met $\mu_r = \infty$ (ideaal ferromagneticum) op de plaats van de supergeleider equivalent is met het aanbrengen van het spiegelbeeld van de bovenste magneet met omgekeerde polariteit.

Denken we ons de supergeleider ten slotte weer vervangen door een diamagnetische stof, dan gaat dezelfde redenering op, alleen wordt het spiegelbeeld een factor $(1+\mu_r)/(1-\mu_r)$ zwakker, d.i. voor grafiet een factor 2×10^4. Uit een eenvoudige dimensiebeschouwing volgt echter, dat de nu veel zwakkere afstotende kracht toch voldoende zal zijn om het gewicht van de magneet te compenseren mits we deze klein genoeg maken. Het is te verwachten dat een permanent magnetisch deeltje van geschikte vorm en met afmetingen van enkele microns vrij kan zweven op zeer geringe afstand, eveneens van de orde van microns, boven het oppervlak van een diamagnetische stof, zoals grafiet.

A. H. BOERDIJK.

OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvrage overdrukken.

2272: W. J. M. Vestjens: Een mannetje van Dixippus morosus Br. (Entomologische Berichten **15**, 404-406, juni 1955).

Sedert 1950 is in het laboratorium een kweek onderhouden van Dixippus morosus, een insectensoort die zich gewoonlijk ongeslachtelijk voortplant. In augustus 1954 werd een mannelijk exemplaar waargenomen. Het mannetje is kleiner dan het vrouwtje, het heeft een rode streep aan de buikzijde tussen de coxae I en II, maar de rode tekening aan de binnenzijde der voordijen ontbreekt.

2273: L. A. Æ. Sluyterman: Electrophoretic behaviour in filter paper and molecular weight of insulin (Biochim. biophys. Acta **17**, 169-176, 1955, no. 2).

Er is nog enige onzekerheid of het moleculaire gewicht van insuline 6000, dan wel 12 000 is. De in dit artikel beschreven proeven maken het waarschijnlijk dat 6000 de juiste waarde is.

Monsters insuline werden behandeld met verschillende hoeveelheden azijnzuuranhydride onder omstandigheden die gunstig zijn voor acetylering van de aminogroepen. Aldus werden eindprodukten met een verschillend gehalte aan vrije aminogroepen verkregen. Met papierelektroforese kon het voortschrijden van de acetylering worden gevolgd doordat geleidelijk nieuwe banden verschenen terwijl de oorspronkelijke insulineband verdween. In totaal werden drie nieuwe banden waargenomen. Dit bewijst dat de acetylering geschiedt in drie stappen, wat de aanwezigheid van drie aminogroepen in insuline waarschijnlijk maakt. Daar bekend is dat het equivalente gewicht van insuline ten opzichte van de aminogroepen 2000 is, moet het moleculaire gewicht van insuline 6000 zijn.

2274: J. H. Stuy: Photoreactivation of ultraviolet-inactivated bacilli (Biochim. biophys. Acta **17**, 206-211, 1955, no. 2).

Vele bacteriën en andere micro-organismen, en zelfs hoger ontwikkelde organismen, zoals sommige insecten (b.v. Drosophila), salamanderlarven en ook planten, kunnen, nadat zij door ultraviolette straling geïnactiveerd zijn, door bestraling met licht van verschillende golflengten tot nieuw leven worden gewekt. Dit artikel beschrijft proeven over deze „fotoheractivering" bij drie soorten bacteriën: Bacillus subtilis, Bacillus cereus en Bacillus myocides, en met licht van drie golflengten: 3655, 4047 en 4358 Å. Het blijkt dat fotoheractivering in al deze gevallen optreedt. Daar echter dezelfde golflengten tegelijkertijd een inactiverende werking hebben, is in sommige gevallen de fotoheractivering niet duidelijk en zij kan zelfs geheel onmerkbaar worden als de intensiteit van het gebruikte licht te groot wordt. Sporen van bacteriën vertoonden geen fotoheractivering.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!